Série A, N° 3814
N° d'Ordre :
4665

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCELO ROBERT

1re **THÈSE.** -- "Les phénomènes d'accumulation dans les photodiodes. Cas particulier du Germanium".

2e **THÈSE.** -- Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 13 FEV 1962 **devant la Commission d'examen.**

MM. GRIVET *Président.*

AIGRAIN
BALKANSKI } *Examinateurs.*

Série A, N° 3814
N° d'Ordre :
4665

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCELO ROBERT

1re **THÈSE.** -- "Les phénomènes d'accumulation dans les photodiodes. Cas particulier du Germanium".

2e **THÈSE.** -- Propositions données par la Faculté.

Soutenues le **devant la Commission d'examen.**

MM. GRIVET *Président.*

AIGRAIN
BALKANSKI } *Examinateurs.*

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen :..... ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
PERES	T	Mécanique des fluides et applications
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique
PLANTEFOL	T	Botanique
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
BOULIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Végétale (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie des Fonctions
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie Générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mlle COUSIN	T	Biologie
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIÈRE	T	Géologie (Orsay)
GAUTHERET	T	Biologie (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des Fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Biologie Végétale (P.C.B.)
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (S.P.C.N.)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie Macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struct.
JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'Atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
PRUVOST	T	Géologie
AMIEL	T	Chimie des Solides
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie
J.P. MATHIEU	T	Recherches Physiques
COUTEAUX	T	Biologie Animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Végétale (P.C.B.)
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul différentiel
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie (E.N.S.C.P.)
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale (E.N.S.)
MARÉCHAL	T	Optique théorique et Appliquée
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Mathématiques générales

Devillers	T	Anatomie et Histologie comparées
Ehresmann	T	Topologie Algébrique
Françon	T	Physique (S.P.C.N.)
Glangeaud	T	Géographie physique et Géologie dynamique
Godement	T	Mathématiques (M.P.C.)
Pisot	T	Calcul des Probabilités
Roch	T	Géologie
Schatzman	T	Astrophysique
Termier	T	Paléontologie stratigraphique
Zamansky	T	Mathématiques générales
Lennuier	T	Physique (P.C.B.)
Rizet	T	Génétique (Orsay)
Routhier	T	Géologie appliquée
Mme Tonnelat	T	Relativité
Dixmier	T	Mathématiques (M.P.C.)
Souchay	T	Chimie (P.C.B.)
Aigrain	T	Electrotechnique générale
Brusset		Chimie minérale
R. Lévy	T	Physique théorique des hautes Energies (Orsay)
Mme Chaix	T	Chimie biologique
Mme Hurel-Py	T	Biologie Végétale (P.C.B.)
Piaux	T	Chimie (S.P.C.N.)
Brun	T	Mécanique expérimentale des fluides
Lederer	T	Chimie biologique
Mme Dubreil	T	Mathématiques (Agreg.)
Mme Lelong	T	Mathématiques (E.N.S.)
Bellair	T	Géologie (S.P.C.N.)
Cotte	T	Physique (U.P.C.)
Dubois J.E.	T	Chimie (M.P.C.)
Lamotte	T	Zoologie (E.N.S.)
Michel André	T	Chimie Minérale (Orsay)
Olmer	T	Energétique générale
Rouault	T	Physique
Gauthier	T	Mécanique appliquée
Barchewitz	T	Chimie Physique
Brossel	T	Physique atomique
Buser		Biologie animale (P.C.B.)
Camus		Biologie végétale (P.C.B.)
Castaing	T	Physique (Orsay)
Curien	T	Minéralogie et Cristallographie
Moyse	T	Physiologie végétale (Orsay)
Pannetier	T	Chimie (Orsay)
Possompes	T	Biologie Animale (P.C.B.)
Pullmann		Chimie théorique
Teillac	T	Physique Nucléaire et Radioactivité
Tonnelat		Biologie physico-chimique
Ville	T	Econométrie
Willemart		Chimie (P.C.B.)
Dode	T	Chimie (Orsay)
Freymann	T	Physique (S.P.C.N.)
Guinochet	T	Biologie Végétale (Orsay)
Rollet	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle Josien	T	Chimie (P.C.B.)
Chevalley	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
Arnoult	T	Electronique (Orsay)
Chapelle	T	Physique (Orsay)
Delange	T	Mathématiques (Orsay)
Deny	T	Mathématiques Générales (Orsay)
Germain	T	Mécanique théorique des fluides
Lucas G.	T	Géologie
Allard	T	Chimie Physique
Berthelot	T	Physique Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
Bricard	T	Météorologie
Mme Albe-Fessard		Psychophysiologie
Friedel		Physique des Solides (Orsay)
M. Julia		Chimie Organique Structurale
Lender		Biol. Anim. (S.P.C.N.) (Orsay)
Magat		Physico-chimie des rayonnements
Mlle Quintin	T	Electrochimie
Monod	T	Biochimie Cellulaire
Benoit	T	Physiologie Animale (Orsay)
De Possel	T	Analyse numérique
Charlot	T	Chimie analytique
Haissinsky	T	Radiochimie
Lemée	T	Physiologie B.M.P.V. (Orsay)
Guérin	T	Chimie (Orsay)
Chatelet M.		Chimie (P.C.B.)
Jean		Physique (Orsay)
Mattler	T	Physique (Orsay)
Michel Louis		Physique théorique (Orsay)
Rumpf		Chimie (P.C.B.)
Bergerard		Biol. Anim. (S.P.C.N.) (Orsay)
Bertein		Electronique (Orsay)
Bouissières		Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme Couture		Thermodynamique et Mécanique Physique
Ellenberger		Géologie appliquée
Franc		Biologie Animale (P.C.B.)
Schnell		Botanique tropicale (Orsay)
Stolkowski		Biol. Animale (P.C.B.)
Acher		Chimie Biologique (Orsay)
Baudoin		Biologie
Beaumont		Biologie animale
Blamont		Géophysique Ionosphère
Bourreau		Biologie Végétale (S.P.C.N.) (Orsay)
Curie D.		Physique (M.G.P.)
Durand-Delga		Géologie
Freon		Chimie Organique (Orsay)
Heller		Physiologie végétale
Tortrat		Calcul des Probabilités
Cailleux		Géologie (S.P.C.N.)
Magnan	T	Physique (P.C.B.)
Daudel		Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique nucléaire
Mlle Fourcroy		Biologie Végétale (S.P.C.N.)
Barraud		Physiologie Cellulaire
Noirot		Evolution des êtres organisés
Mme Foures-Bruhat	T	Mécanique Analytique et Mécanique céleste
Mlle Veil		Physiologie Générale
Lwoff	T	Microbiologie
Siestrunck	T	Mécanique physique et expérimentale
Lacombe	T	Métallurgie (Orsay)
Brochard	T	Physique (P.C.B.) (Orsay)
Cabannes	T	Mécanique générale
Lesieur	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
Mazet	T	Mécanique générale (Orsay)

Secrétaire Général ..... R. Poullain

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538126_0032

A mon père .

Je tiens à remercier Monsieur Juan GOMEZ MILLAS, Recteur de l'Université du Chili, qui m'a permis de venir en France et a toujours encouragé mon travail de formation en physique .

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur G.A. BOUTRY, Directeur des Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée ; après avoir guidé mes études, il m'a accordé dans ses laboratoires le maximum de facilités pour réaliser cette thèse, dont il a constamment orienté les travaux .

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur P. AIGRAIN, qui a bien voulu patronner cette thèse, et m'a prodigué conseils et encouragements .

Je remercie Messieurs H. DORMONT et F. DESVIGNES pour leur aide dans le domaine théorique, ainsi que tous les physiciens et techniciens des Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquées qui m'ont offert leur collaboration .

Avertissement

Les notations employées sont les suivantes, sauf indication dans le texte d'usage différent d'une lettre ou d'un signe .

Epaisseurs, longueurs	: a, b, c, d, x, l, L et indices
longueur d'onde	: λ
Courants :	i, I et indices
densités de courant :	j, J et indices
Potentiels :	V, $\triangle$V, v et indices
Charge électrique :	q, Q et indices
charge élémentaire :	e
Energies :	W, E, ΔE et indices
Capacité :	C et indices
Constante diélectrique :	$\mathcal{E} = \mathcal{E}_o \mathcal{E}_r$
Vitesses :	u et indices
Températures :	T et indices
Temps :	t, $\mathcal{C}$ et indices
Coefficient d'absorption optique :	α
Constante de diffusion :	D et indices
Mobilité :	μ et indices
Champ électrique	F
Concentration d'impuretés donneuses ou accepteuses :	N_D, N_A
Taux de génération de paires :	G, g
Taux de recombinaison :	R, r, s
Eclairement énergétique :	$\mathcal{E}$
Efficacité quantique de conversion photon-paire électron trou:	K

N et P en indices caractérisent respectivement les régions N et P d'une photodiode .

n et p en indices caractérisent les grandeurs se référant respectivement à des électrons et à des trous .

Base des logarithmes Népériens : ϵ

Lettres non spécifiées en général : A, B, H, M, S, U, X, Y, Z,
k, m, y, z, , , , ,
(h est réservé pour la constante d'action de Plank) .

Le système de mesure employé est le système dit Giorgi Rationalisé, qui a pour unités fondamentales le Mètre, le Kilogramme, la Seconde et l'Ampère .

Introduction

Considérons un élément d'un cristal constitué par une matière photoélectrique (photoémissive ou photoconductrice) isolé, soumis à un éclairement constant $\mathcal{E}$ à partir du temps $t = 0$. Son état électrique va alors se modifier et tendre asymptotiquement vers un état stable qui dépendra, entre autres paramètres, de la valeur de $\mathcal{E}$. Pour fixer les idées, disons que le corps est photoémissif, qu'il est placé dans le vide devant une électrode A portée au potentiel initial $V = 0$ de l'élément isolé, et que nous étudions alors la variation de sa charge électrique Q au cours du temps .

Nous savons que l'interaction entre les radiations électromagnétiques et la matière est un phénomène quantifié faisant intervenir le nombre N de photons incidents et leur énergie $h\nu$. Si nous supposons pour simplifier que la radiation incidente est monochromatique, et la surface éclairée est S, nous aurons :

$$N = \frac{\mathcal{E} S}{h\nu} = \frac{\mathcal{E} \lambda S}{hc} \quad \text{photons/s} \qquad (1)$$

et si nous définissons une efficacité quantique K de libération d'électron par photon, nous aurons alors la charge prise par l'élément dans l'unité de temps

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_i = e\,K\,N = \frac{eK\lambda}{hc}\,\mathcal{E}S = \beta\,\mathcal{E} \qquad (2)$$

Or, l'influence électrostatique de l'électrode A détermine une capacité C de l'élément photoémissif isolé . Son potentiel V sera alors lié à sa charge Q par la relation

$$V = \frac{Q}{C}$$

Donc, à mesure que l'élément se charge positivement par émission d'électrons, son potentiel s'élève et des électrons émis par effet photoélectrique sont attirés vers lui et recaptés . Le potentiel V et la charge Q tendont alors vers des valeurs limites

V_∞ et Q_∞ telles que le nombre des électrons captés par unité de temps soit égal à KN .

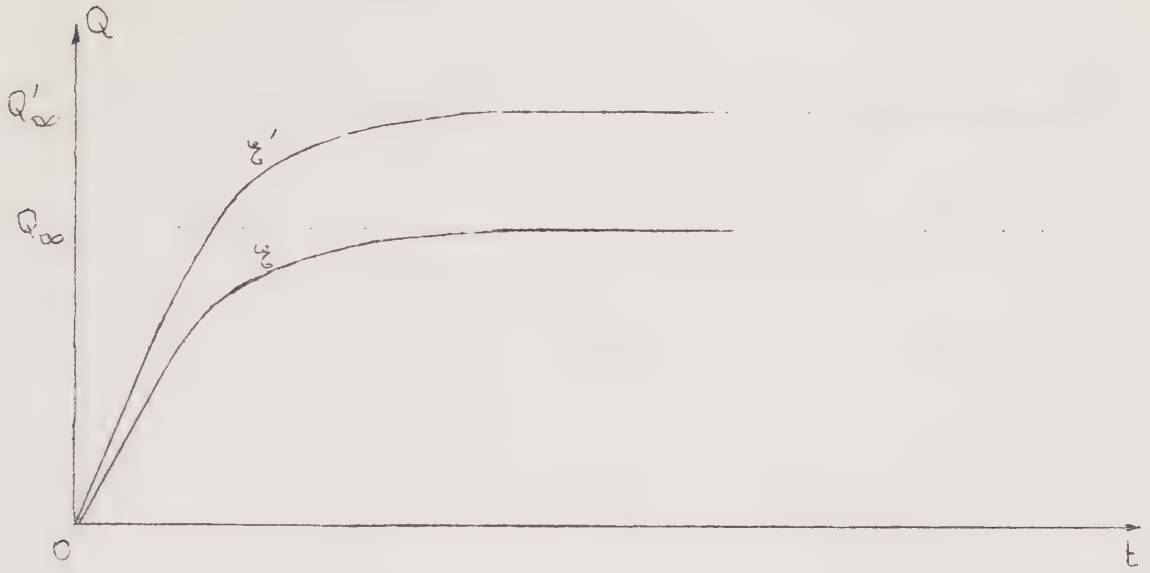


Figure 1

La courbe représentant la variation de Q en fonction du temps aura donc l'allure de la figure 1, sans que l'on puisse toutefois spécifier dans le cas général sa forme analytique .

Si maintenant on associe un circuit électrique de mesure à l'élément photoémissif, on pourra déterminer une grandeur qui sera une fonction de $\mathcal{E}$. Cette détermination peut être faite de deux façon différentes .

1°.- Le circuit est fermé en permanence : il débite alors un courant i . Appelons i_R le courant des électrons recaptés par l'élément . Il vient alors :

$$i = \beta \mathcal{E} - i_R \qquad (3)$$

Mais i_R est aussi une fonction de $\mathcal{E}$ (et des caractéristiques du circuit d'analyse) . Nous voyons donc qu'en général la fonction $i = f(\mathcal{E})$ ne sera pas simple . Cependant, on peut porter l'électrode A à un potentiel positif + V_o capable d'attirer tous les électrons émis, dans le domaine de potentiels photoélectriques considérés ; ceci donne alors $i_R = 0$ et

$$i = \beta \mathcal{E} \qquad (4)$$

C'est ainsi que fonctionnent toutes les cellules photoémissives à vide .

2°.- Le grain photoémissif reste isolé depuis le temps t=0 jusqu'au temps $t = t_a$. A ce moment-là, on ferme le circuit pendant un temps bref Δt, pendant lequel on ramène le grain à son état électrique initial . Et le cycle recommence . Le courant moyen I débité pendant le temps Δt par le circuit sera alors :

$$I = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{t_a} \frac{dQ}{dt} \, dt \qquad (5)$$

Si nous admettons encore une fois que $i_R = 0$, ce qui est toujours faisable, nous aurons

$$I = \frac{1}{\Delta t} \cdot \beta \, \mathcal{E} \, t_a = \beta \mathcal{E} \, \frac{t_a}{\Delta t} \qquad (6)$$

où $\mathcal{E}$ est l'éclairement moyen reçu par le grain au cours de l'intervalle de temps t_a précédent .

Ce courant est plus grand que le courant i du premier montage dans le rapport $\frac{t_a}{\Delta t}$.

Mais ce dernier montage présente une autre particularité : le circuit d'analyse qui mesure l'éclairement reçu par 1 grain photoémissif n'est utilisé que pendant la fraction de temps $\frac{\Delta t}{t_a}$. Il est donc évident que pendant le reste du temps on pourra fermer successivement le circuit sur un nombre n-1 de grains semblables ($n = \frac{t_a}{\Delta t}$) et déterminer ainsi les éclairements moyens reçus par chacun des n grains . C'est la découverte de ce phénomène qui a permis l'avènement des tubes analyseurs d'images de télévision, et que nous appelons phénomène d'accumulation .

A l'heure actuelle ce phénomène a été étudié et appliqué à des mosaïques de grains photoémissifs (iconoscope, supericonoscope, image orticon et dérivés) et à des lames photoconductrices (vidicon) . On peut également songer à étudier de la même manière la charge électrique accumulée au niveau de la jonction d'une photodiode . Cette étude, qui ne semble pas avoir été entreprise ni envisagée jusqu'ici, fait l'objet de ce mémoire dans le cas particulier des photodiodes en germanium .

S'il s'avère que le phénomène d'accumulation n'est pas observable sur des photodiodes en germanium à la température ambiante, il peut par contre être mis en évidence par refroidissement de ces photodiodes . Nous avons ainsi été conduits à étudier les variations des différentes grandeurs qui déterminent le comportement d'une photodiode en fonction de la température dans le domaine compris entre 300°K et 78°K . Ceci fait l'objet du Chapitre I de ce mémoire .

Le Chapitre II utilise les résultats de la première partie pour déterminer les conditions permettant d'observer le phénomène d'accumulation . Une étude théorique et expérimentale précise le phénomène et détermine ses lois .

Le Chapitre III, enfin, décrit un montage expérimental comprenant un élément "photodiode" placé dans le vide devant un canon à électrons et détermine les conditions qui fixent le fonctionnement d'un tel élément . On détermine ses possibilités de détection et on les compare à celles des détecteurs existants .

Chapitre I

1ère Partie .- LA JONCTION P-N DANS L'OBSCURITE

Etude en fonction de la température de la caractéristique tension-courant dans l'obscurité d'une jonction P-N .

A. THEORIE

1°) RAPPEL DES PRINCIPALES RELATIONS DE CONTINUITE DANS UN SEMI-CONDUCTEUR .

Ces relations supposent que les centres de recombinaison occupent un seul niveau bien déterminé E_t, placé à l'intérieur de la bande interdite (fig.I-1). Le sens des notations qui n'a pas encore été spécifié dans l'avertissement est le suivant :

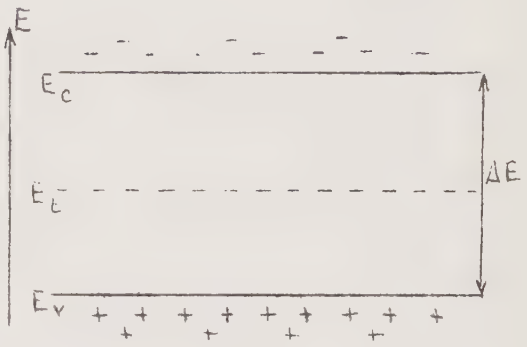


Figure I-1

n_o, p_o : concentration des électrons et des trous à l'équilibre

n_1, p_1 : concentrations des électrons et des trous qui existeraient si le niveau de Fermi E_F coincidait avec E_t .

τ : durée de vie des charges excédentaires .

τ_{N_o}, τ_{P_o} : durées de vie dans des échantillons très dopés respectivement de type N et de type P

N_t : concentration des centres de recombinaison .

u_n, u_p : vitesses moyennes d'agitation thermique des électrons et des trous .

σ_n , σ_p : sections efficaces de capture des centres de recombinaison respectivement pour les électrons et pour les trous .

Avec ces notations, les principales relations s'écrivent :

$$n_i = 2 \left(\frac{2 \pi m kT}{h^2} \right)^{3/2} \epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad \text{(I-1)}$$

où $m = \sqrt{m_n \cdot m_p}$

$$j = j_n + j_p \qquad \text{(I-2)}$$

$$\begin{cases} j_n = -e \mu_e n F - e D_n \operatorname{grad} n \\ j_p = -e \mu_p p F + e D_p \operatorname{grad} p \end{cases} \qquad \text{(I-3)}$$

$$\begin{cases} \operatorname{div} j_n = + e (G - R) \\ \operatorname{div} j_p = - e (G - R) \end{cases} \qquad \text{(I-4)}$$

$$\operatorname{div} F = \frac{e}{\varepsilon} \left[N_D - N_A + p - n \right] \text{ (1)} \qquad \text{(I-5)}$$

$$n_o \cdot p_o = n_i^2 = n_1 p_1 \qquad \text{(I-6)}$$

avec

$$G = \frac{n_1 p_1}{\tau_{N_o} \cdot (n+n_1) + \tau_{P_o} \cdot (p+p_1)} \qquad \text{(I-7)}$$

$$R = \frac{n \cdot p}{\tau_{N_o} \cdot (n+n_1) + \tau_{P_o} \cdot (p+p_1)} \qquad \text{(I-8)}$$

$$\begin{cases} \tau_{N_o} = \dfrac{1}{N_t u_p \sigma_p} \\ \tau_{P_o} = \dfrac{1}{N_t u_n \sigma_n} \end{cases} \qquad \text{(I-9)}$$

$$\tau = \frac{\tau_{N_o} \cdot (n_o+n_1)}{n_o+p_o} + \frac{\tau_{P_o} \cdot (p_o+p_1)}{n_o+p_o} \qquad \text{(I-10)}$$

$$L = \sqrt{D \tau} \qquad \text{(I-11)}$$

---

1) Dans cette relation on ne tient pas compte de la charge d'espace accumulée dans les centres de recombinaison (cette charge est d'ailleurs petite) .

2°) LA JONCTION P-N DANS L'OBSCURITE .

Rappel des résultats classiques de la théorie SHOCKLEY [4], HALL [13], SHOCKLEY et READ [1] .

Considérons le barreau de la figure I-2 avec le diagramme des niveaux d'énergie correspondants . On fait alors les hypothèses simplificatrices suivantes :

a) En dehors de la zone désertée, la neutralité électrique est vérifiée et les électrons et les trous sont en équilibre entre eux :

$$n - p = N_D - N_A \qquad \text{(I-12)}$$

b) en tout point la concentration des charges minoritaires est négligeable devant la concentration des charges majoritaires, ce qui exige que la densité de courant reste faible . La concentration des charges majoritaires sera donc considérée comme une constante dans chacune des deux régions .

c) En dehors de la zone désertée on considère que le champ électrique F, constant, (eq. I-5 et I-12), est assez faible, pour que le terme de diffusion des eq. (I-3) ($2^{ème}$ terme) soit très grand vis-à-vis du terme de conductibilité (1^{er} terme) .

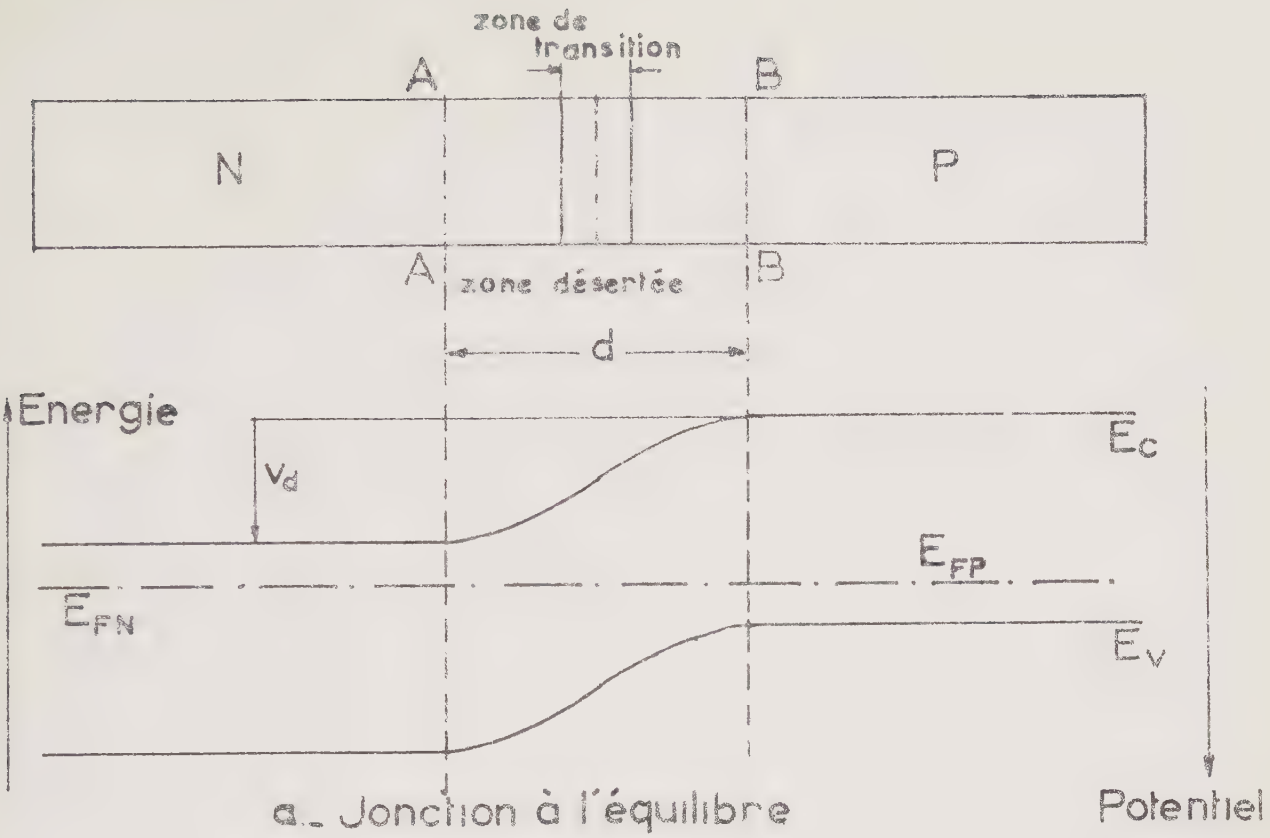
d) on néglige les générations et recombinaisons qui se produisent dans la zone désertée : on est alors dispensé de faire des hypothèses sur la forme des niveaux d'énergie dans cette zone .

e) on suppose que la jonction est abrupte, c'est-à-dire que $N_D - N_A$ varie dans une zone étroite par rapport à la zone désertée (fig. I-2 a) .

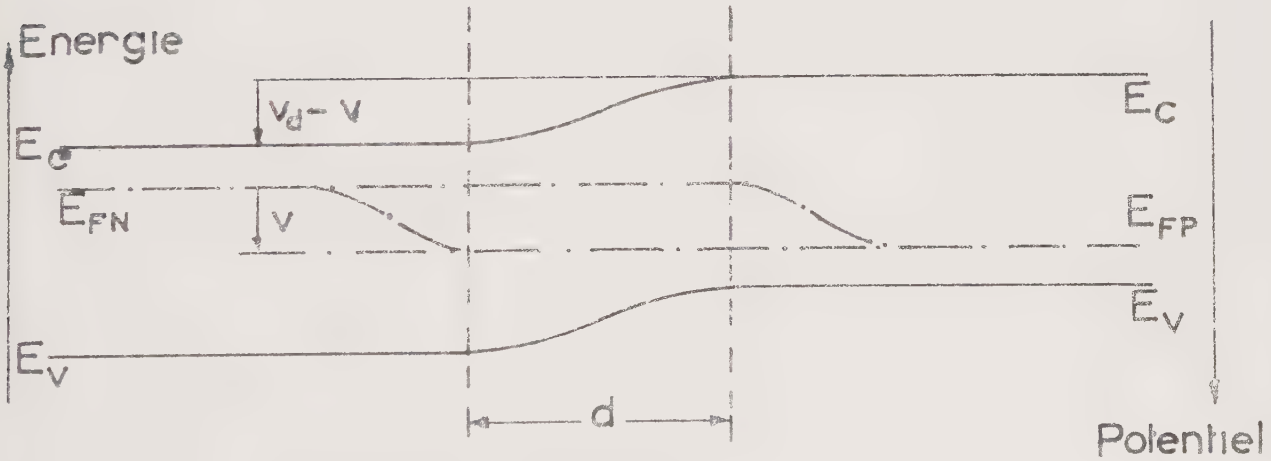
On détermine ainsi les relations suivantes :

$$\text{Concentration des trous sur le plan A-A} \quad p = p_o \epsilon^{\frac{ev}{kT}}$$

$$\text{Concentr. des électrons sur le plan B-B} \quad n = n_o \epsilon^{\frac{ev}{kT}} \qquad \text{(I-13)}$$



a_ Jonction à l'équilibre



b_ Jonction polarisée (+ v)

Figure I-2

Courant de trous $$j_p = e\, D_p\, \frac{p_o}{L_p} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right)$$

Courant d'électrons $$j_n = e\, D_n\, \frac{n_o}{L_n} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right) \qquad \text{(I-14)}$$

$$j = j_n + j_p = \left(e\, D_p \frac{p_o}{L_p} + e\, D_n \frac{n_o}{L_n} \right) \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right) = j_o \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right) \qquad \text{(I-15)}$$

Relations dans lesquelles L_n et L_p sont les longueurs de diffusion des électrons et des trous, respectivement .

On admet généralement :

Dans la région N : $N_A - N_D \# - N_D$

Dans la région P : $N_A - N_D \# N_A$

alors, $$n_o \# \frac{{n_i}^2}{N_A}$$

$$p_o \# \frac{{n_i}^2}{N_D} \qquad \text{(I-16)}$$

et la relation (I-15) donne :

$$j_o = e\, {n_i}^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \qquad \text{(I-17)}$$

Epaisseur de la zone désertée $d = d_N + d_P$

$$\begin{cases} d_N = \sqrt{\dfrac{2\,\varepsilon\,(v_d - v)\,N_A}{e\,N_D\,(N_A + N_D)}} \\ d_P = \sqrt{\dfrac{2\,\varepsilon\,(v_d - v)\,N_D}{e\,N_A\,(N_A + N_D)}} \end{cases} \qquad \text{(I-18)}$$

$$d = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon\,(v_d - v)\,(N_A + N_D)}{e\,N_A\,N_D}} \qquad \text{(I-19)}$$

Hauteur de la barrière de potentiel à l'équilibre : v_d

$$v_d = \frac{kT}{e} \text{Log} \frac{N_A N_D}{n_i^2} \qquad \text{(I-20)}$$

Les différences de potentiel v positives sont celles qui rabaissent la hauteur de cette barrière de potentiel .

On sait que ces résultats rendent bien compte de ce qui se passe pour la plupart des photodiodes couramment utilisées, à la température ordinaire . Par contre, à plus basse température il est nécessaire de revoir les hypothèses simplificatrices admises car les relations I-15 et I-17 sont alors grossièrement fausses . Cette étude a été faite à peu près simultanément par SAH, NOYCE et SHOCKLEY d'une part [2], et par M. BERNARD [12] d'autre part . On reconsidère l'hypothèse d) et on calcule le courant correspondant aux générations et recombinaisons dans la zone désertée . Ce calcul exige une hypothèse sur la forme des niveaux d'énergie dans cette zone : l'hypothèse la plus simple, qui consiste à supposer que les bandes de conduction et de valence se raccordent par une transition linéaire (fig. I-3), donne un résultat satisfisant, comme on peut le montrer par un calcul plus ardu où l'on considère une forme des niveaux plus proche de la réalité .

Si on appelle j_D le courant (de diffusion) donné par (I-15), et j_G le courant (de génération) dû à la zone désertée nous avons, avec le choix de l'origine des abscisses au centre de la zone désertée (fig. I-3)

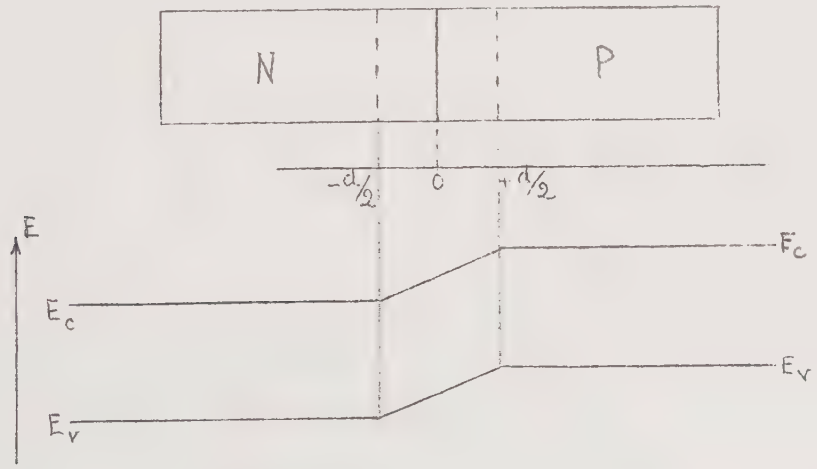


Fig. I-3

$$j_G = e \int_{-d/2}^{+d/2} (R - G)\, dx \qquad \text{(I-21)}$$

$$n = N_o \, \epsilon^{-\frac{\chi(x + d/2)}{kT}} \qquad \text{(I-22)}$$

$$p = P_o \, \epsilon^{+\frac{\alpha(x - d/2)}{kT}}$$

où N_o et P_o sont les densités des porteurs majoritaires de part et d'autre de la zone désertée, et où α est tel que

$$\alpha d = e\,(v_d - v)$$

Comme nous avons par ailleurs :

$$np = n_i^2 \, \epsilon^{\frac{ev}{kT}} = n_1 \, p_1 \, \epsilon^{\frac{ev}{kT}}$$

la relation (I-21) devient :

$$j_G = e\, n_1\, p_1 \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1\right) \int_{-d/2}^{+d/2} \frac{dx}{n_1 \tau_{N_o} + p_1 \cdot \tau_{P_o} + n \tau_{N_o} + p \tau_{P_o}}$$

L'intégration comporte deux cas possibles

a) $v \ll v_1 - \frac{2kT}{e} \operatorname{Log} 2$

$$\text{avec} \quad v_1 = \frac{2kT}{e} \operatorname{Log} \frac{n_1 \tau_{N_o} + p_1 \tau_{P_o}}{n_i \sqrt{\tau_{N_o} \cdot \tau_{P_o}}} \qquad \text{(I-23)}$$

On trouve alors :

$$j_G = e\, d\, \frac{n_1 p_1}{n_1 \tau_{N_o} + p_1 \tau_{P_o}} \, \frac{v_1 - v}{v_d - v} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1\right) \qquad \text{(I-24)}$$

b) $v \gg v_1 - \frac{2kT}{e} \operatorname{Log} 2$

$$j_G = \frac{\pi}{2}\, e\, d\, \frac{n_i}{\sqrt{\tau_{N_o} \tau_{P_o}}} \, \frac{\epsilon^{-\frac{ev}{2kT}}}{\frac{e\,(v_d - v)}{kT}} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1\right) \qquad \text{(I-25)}$$

Or, v_1 est une tension faible (une fraction de volt) et <u>positive</u> ; <u>pour le courant inverse</u> à "saturation" ($v < o$) on est donc toujours dans le premier cas, et la relation (I-24) se simplifie .

$$j_{G_o} = e\, d\, \frac{n_1\, p_1}{n_1\, \tau_{N_o} + p_1\, \tau_{P_o}} \cdot \frac{v_1}{v_d} \qquad \text{(I-26)}$$

Remarques .

Le calcul rigoureux a pour solutions :

a) $v \leq v_1 \ll v_d$

$$j_G = \frac{d\, n_1^2 \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}}-1\right)\left[e\,(v_1-v) + 2kT\,\mathrm{Log}\left(\frac{1}{2}+\sqrt{\frac{1}{4}-\epsilon^{-\frac{e(v_1-v)}{kT}}}\right)\right]}{\left(n_1 \tau_{N_o} + p_1 \tau_{P_o}\right)(v_d-v)\ \sqrt{1-4\epsilon^{-\frac{e\,(v_1-v)}{kT}}}}$$

b) $v_d \gg v \geqslant v_1$

$$j_G = \frac{d\, n_1\, kT\left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}}-1\right)}{\sqrt{\tau_{N_o}\,\tau_{P_o}}\,(v_d-v)\,\sqrt{\epsilon^{\frac{ev}{kT}}-\frac{1}{4}\,\epsilon^{\frac{ev_1}{kT}}}}\ \mathrm{arc\ tg}\ \sqrt{4\,\epsilon^{\frac{e(v-v_1)}{kT}}-1}$$

Ces relations deviennent respectivement égales à I-25 et I-26 dès que v s'écarte de $v_1 - \frac{2kT}{e}\,\mathrm{Log}\,2$ de quelques $\frac{kT}{e}$.

I - Influence de la tension appliquée v .

a) Polarisation inverse . La relation (I-26) montre que j_{G_o} sera proportionnel à d, épaisseur de la zone désertée, laquelle varie comme $(v_d-v)^{1/2}$ (eq. I-19) dans le cas, qui nous occupe, d'une jonction abrupte (le calcul peut également être fait pour une jonction graduelle ; il donne alors une dépendance de d, donc de j_{G_o} en $(v_d-v)^{1/3}$) .

b) Polarisation directe . Si cette polarisation est faible ($v \ll v_1$) la relation (I-24) s'applique, et j_G sera proportionnel à $\epsilon^{\frac{ev}{kT}}$, comme dans le cas du courant de diffusion j_D . Si la polarisation est forte, la relation (I-25) s'applique et j_G est alors proportionnel à $\epsilon^{\frac{ev}{2kT}}$.

II - Influence de la température .

a) Polarisation directe . Dans les termes exponentiels en $\frac{ev}{kT}$ ou $\frac{ev}{2kT}$ la température entre simplement dans le rapport v/T : les tensions appliquées qui produisent les mêmes variations relatives de courants seront proportionnelles à la température absolue . La valeur de j_G sera déterminée principalement par le terme n_i, qui est une fonction en $T^{3/2}\ \epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$. Rappelons que j_D

varie comme n_i^2 : il apparaît donc qu'à basse température j_G sera prépondérant .

b) Polarisation inverse (à saturation)

$$j_{G_o} = e\, d\, \frac{n_1\, p_1}{n_1 \tau_{N_o} + p_1 \tau_{P_o}}$$

Nous avons déja vu (éq. I-19) que d est indépendant de T, car il est facile de montrer que v_d , qui intervient dans l'expression de d, est pratiquement indépendant de T .

En effet, $v_d = \frac{kT}{e} \text{ Log } \frac{N_A N_D}{n_i^2}$

Or, si on néglige dans n_i^2 le facteur T^3 devant l'exponentielle $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{kT}}$, nous pourrons écrire : $\text{Log } \frac{1}{n_i^2} \propto \frac{\Delta E}{kT}$, et le produit $\frac{kT}{e} \text{ Log } \frac{N_A N_D}{n_i^2}$ sera indépendant de T dans la mesure où, par ailleurs, on peut considérer que le saut d'énergie ΔE est lui aussi indépendant de T [15] .

Il reste donc à considérer le rapport $\frac{n_1\, p_1}{n_1 \tau_{N_o} + p_1 \tau_{P_o}}$.

Rappelons ici que n_1 et p_1 sont les concentrations des électrons et des trous qui existeraient si le niveau de Fermi coïncidait avec E_t, le niveau d'énergie des centres de recombinaison .

Le niveau E_t est en général voisin du centre de la bande interdite, car s'il y avait plusieurs niveaux possibles dus à différents centres de recombinaison, c'est le niveau le plus proche du milieu de la bande interdite qui donne les recombinaisons les plus probables, et tout se passe comme s'il existait seul .

Nous admettrons donc :

$$E_t = \frac{1}{2} (E_v + E_c)$$

ce qui entraîne :

$$n_1 = p_1 = n_i \quad \text{et} \quad v_1 = \frac{2kT}{e} \operatorname{Log}\left(\sqrt{\frac{\tau_{N_o}}{\tau_{P_o}}} + \sqrt{\frac{\tau_{P_o}}{\tau_{N_o}}}\right)$$

j_{G_o} devient alors :

$$j_{G_o} = e\, d\, \frac{n_i}{\tau_{N_o} + \tau_{P_o}} \qquad \text{(I-27)}$$

Si on admet que les durées de vie τ_{N_o} et τ_{P_o} varient peu en fonction de la température, le courant inverse de pseudo-saturation sera une fonction de la température déterminée par n_i, c'est-à-dire en $T^{3/2}\ \epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ (relation I-1) .

Nous écrirons donc :

$$j_{G_o} \propto T^{3/2}\ \epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad \text{(I-28)}$$

Il apparaît ainsi que le courant inverse de pseudo saturation dû à la couche de charge d'espace est lui aussi une fonction rapidement croissante de la température, mais le coefficient de l'exponentielle est moitié moins grand que pour le courant de diffusion j_{D_o} . Le rappport $\frac{j_{D_o}}{j_{G_o}}$ est donc une fonction croissante de la température en $T^{3/2}\ \epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$, et on comprend alors qu'à basse température j_{G_o} devienne prépondérant .

Les mesures faites par SAH, NOYCE et SHOCKLEY sur des diodes et des transistors au silicium [2] et les mesures faites par M. BERNARD sur des diodes au germanium [3], [12] confirment assez bien les expressions précédentes, tout au moins dans leur forme analytique sinon dans les valeurs numériques des nombreux coefficients . L'étude poussée de ces phénomènes conduit M. BERNARD à abandonner l'hypothèse trop simple de SHOCKLEY et READ des pièges à un niveau pour adopter celle des pièges à plusieurs niveaux ; il détermine ainsi, par l'introduction systématique et contrôlée de certaines impuretés, leurs sections efficaces de capture, et leurs énergies d'activation . Dans ce mémoire, nous ne nous intéresserons pas particulièrement à la

théorie des phénomènes de recombinaison dans les semiconducteurs : cependant nous aurons à construire des diodes au germanium, et à poser des exigences pour leurs propriétés ; il sera donc indispensable de déterminer leurs caractéristiques et de voir dans quelles limites et avec quel degré d'approximation ces mesures cadrent avec la théorie précédemment résumée .

B. ETUDE EXPERIMENTALE

1°) PREPARATION DES JONCTIONS .

a) Le germanium a été obtenu par réduction de l'oxyde de germanium GeO_2 dans un courant d'hydrogène purifié, à une température de 1100°C, supérieure à la température de fusion du germanium (936°C) .

b) Le barreau de germanium ainsi obtenu a été purifié par fusion par zones ("Zone refining") jusqu'à l'obtention de germanium intrinsèque à la température ambiante (résistivité $\rho \# 0,60\ \Omega m$) . La concentration des impuretés actives est alors inférieure à 10^{19} atomes/m^3 (concentration relative inférieure à $3 \cdot 10^{-10}$) .

c) Tirage d'un monocristal dans la direction cristallographique $[1,1,1]$, et dopages successifs pour obtenir une région N puis une région P .
   1. région N : dopage à l'antimoine, de $3 \cdot 10^{20}$ At/m^3, soit une résistivité à 300°K de 0,05 Ωm environ .
   2. région P : dopage au gallium de 10^{22} At/m^3, soit une résistivité à 300°K de $5 \cdot 10^{-3}$ Ω m environ .

d) Tronçonnage à la scie diamantée, puis découpage à la machine à ultrasons d'un cylindre de germanium au niveau de la jonction (fig. I-4, a et b) .

e) Révélation de la jonction par électrolyse dans un bain dont la composition suit :

eau désionisée	100 cm^3
acide chloroplatinique	3 g
acétate de plomb	0,1 g

L'anode est constituée par une électrode de platine, le

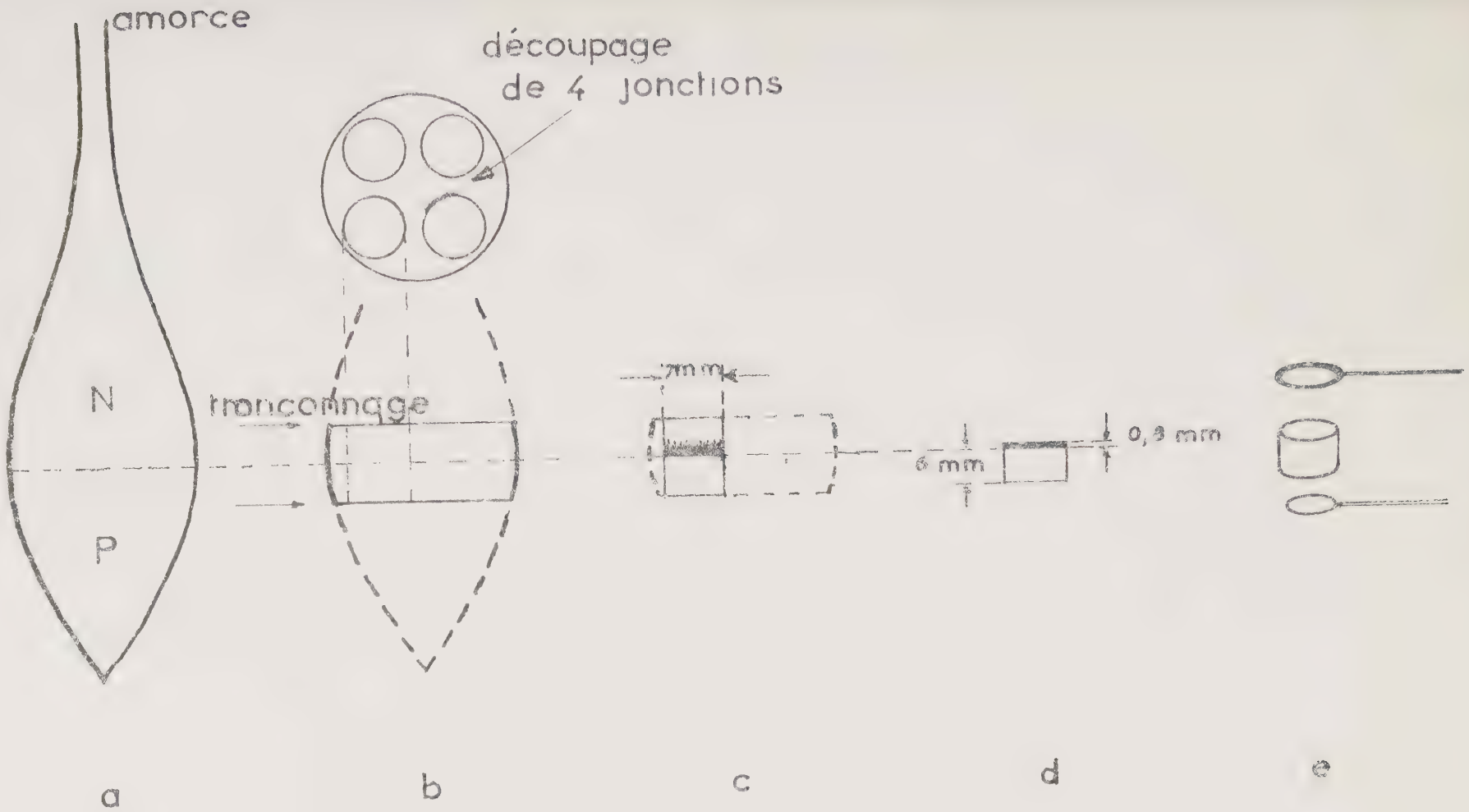

amorce
découpage
de 4 jonctions
N
P
tronçonnage
7 mm
6 mm
0,3 mm
a
b
c
d
e

Figure 4

courant d'électrolyse est de 50 µA pendant une minute environ : la région N noircit près de la jonction, ce qui permet de localiser celle-ci avec précision (fig. I-4, c) .

f) mise à la cote des régions N et P par abrasion : l'épaisseur de la région N a été fixée à 0,8 mm, et l'épaisseur de la région P à 6 mm (fig. I-4, d) .

g) décapage chimique sommaire, dans un bain composé de :

eau désionisée	70 cm^3
eau oxygénée 70 vol	20 cm^3
acide fluorhydrique 40%	40 cm^3

temps de décapage : 1 minute environ à température ambiante .

h) soudure, dans un four à hydrogène, des électrodes précédemment étamées, l'une avec de l'étain dopé à l'antimoine (soudure N), l'autre avec de l'étain dopé à l'indium (soudure P) . Le four est porté pendant 2 minutes à 400°C (fig. I-4,e)

i) décapage de la jonction (au préalable, les électrodes ont été protégées par un vernis à base de polystyrène appliqué au pinceau sous microscope à faible grossissement) . Le bain de décapage a la composition suivante :

acide acétique pur	15 cm^3
acide fluorhydrique 40%	15 cm^3
acide nitrique 16 N	25 cm^3
brome	0,3 cm^3 .

j) rinçage à l'eau désionisée, et séchage dans une étuve à 40°C .

2°) CONSTRUCTION D'UN APPAREILLAGE DE MESURES

L'étude des photodiodes pose les exigences suivantes :

a) nécessité de fixer la température et de la maintenir pendant un temps indéfini à une valeur connue dont on est maître, dans l'intervalle 300°K - 78°K .

b) nécessité d'assurer un certain nombre de connexions électriques .

c) nécessité (on le verra ultérieurement) d'éclairer la photodiode par un flux monochromatique de longueur d'onde et d'intensité connues ; la longueur d'onde doit pouvoir varier dans un intervalle compris entre 0,5 μ et 2 μ .

Nous avons construit un cryostat entièrement en verre (afin d'éviter des soudures verre-métal risquant des fêlures au refroidissement), constitué principalement par un thermomètre normal à hydrogène à l'intérieur duquel se trouve placée la photodiode ou tout autre élément ou ensemble à étudier (fig. I-5) .

Ce thermomètre normal fonctionne à volume constant ; le niveau inférieur du mercure du manomètre qui mesure la pression de l'hydrogène se trouve normalement au point O . Le niveau supérieur peut être fixé au choix par le déplacement vertical du réservoir C .

Un récipient B enveloppe entièrement le thermomètre A et permet de nous rendre maîtres des échanges thermiques entre l'extérieur et le réservoir A . Pour cela on peut, soit faire le vide dans B, soit y faire régner une pression plus ou moins grande d'hydrogène .

Le refroidissement est produit par l'azote liquide contenu dans un vase de Dewar D qui peut être déplacé verticalement . Le réchauffement est produit par un fil résistant enroulé autour du récipient thermométrique A et chauffé par effet Joule dans un circuit comprenant en série la colonne de mercure entre les deux contacts a_1 et a_2 et alimenté en courant continu dont la tension peut être réglée à volonté .

Le fonctionnement du cryostat est donc le suivant : lorsque le niveau du mercure (côté H_2) descend au-dessous de O, le contact avec a_1 est rompu et le réchauffement cesse ; le refroidissement devient alors prépondérant jusqu'à ce que le niveau du mercure

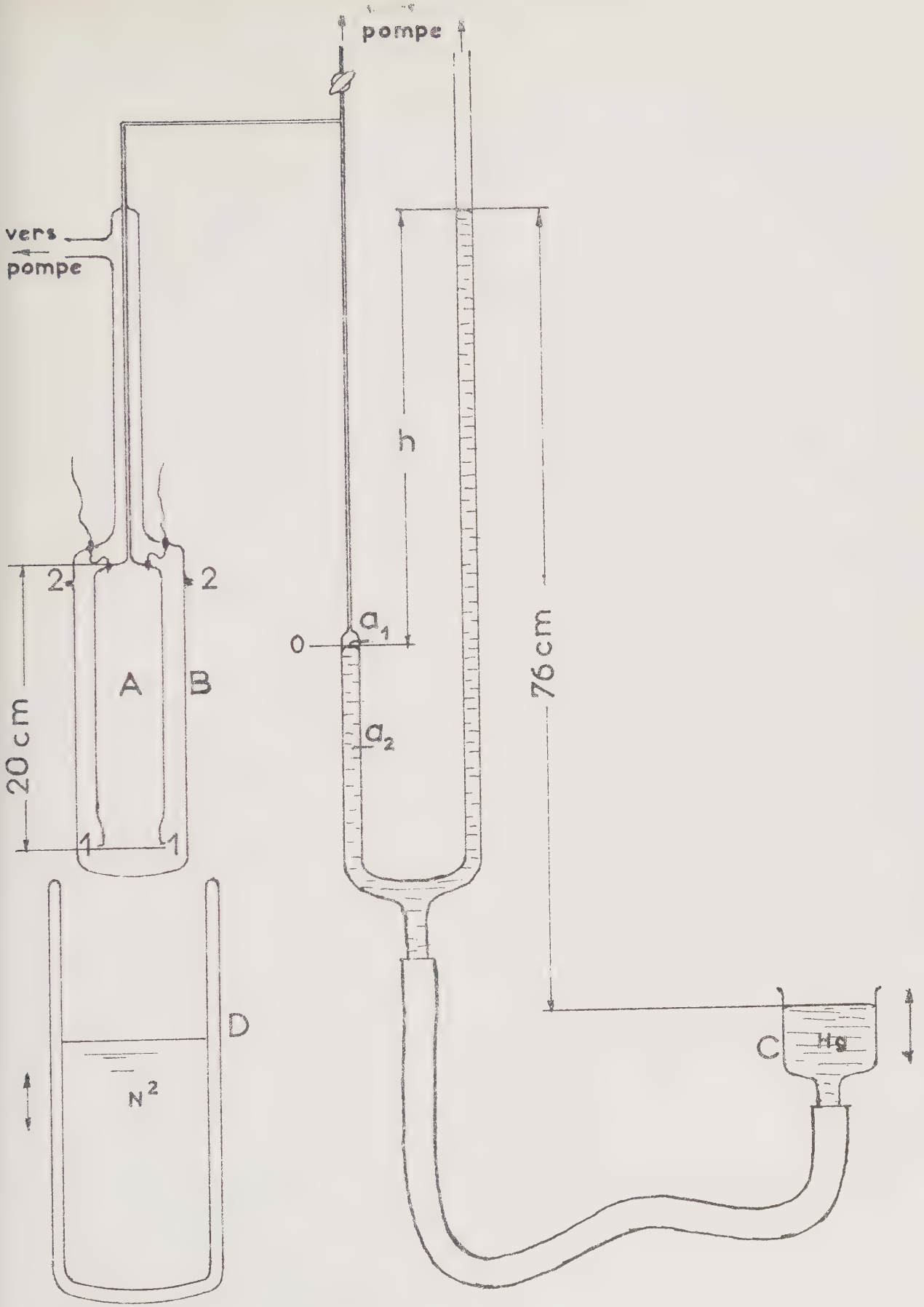


Figure I-5

revienne en O, refermant ainsi le circuit de chauffage . Nous avons choisi une alimentation en courant continu afin d'éviter les champs magnétiques alternatifs qu'aurait produits un courant alternatif dans l'enroulement de chauffage, et qui auraient pu créer une composante de courant redressé par la jonction .

a.- Mesure de la température .

La température T est donnée par la relation $T = \frac{pV}{R} = \alpha h$ (I-29), h étant la hauteur de la colonne de mercure dans le manomètre (fig. I-5) . A la température ambiante $T = T_1$ (300°K environ) on fixe $h = h_1$ (50 cm environ) . On aura alors à toute autre température

$$T = T_1 \cdot \frac{h}{h_1} \qquad (I-30)$$

Mais cette relation n'est qu'approchée pour deux raisons .

1) Le volume V de la relation I-29 suppose que tout le volume d'hydrogène se trouve à la température T . Or, en pratique il existe un volume nuisible qui, même réduit au minimum, n'est pas négligeable . Ce volume, que nous appellerons ν est constitué par le volume du capillaire reliant le récipient A au manomètre, et par une partie du manomètre lui-même . Le capillaire ne peut pas être trop mince, car il deviendrait alors une cause d'inertie dans l'établissement des pressions entre A et le manomètre, et d'autre part, entraînerait des temps prohibitifs de rinçage et de remplissage au départ . Un calcul du débit unitaire du capillaire en régime visqueux conduit au choix d'un diamètre de 1 mm .

Par ailleurs, le volume nuisible dans le manomètre est en grande partie déterminé par le diamètre du tube du manomètre qui, lui non plus, ne peut pas être très petit : nous avons choisi un diamètre de 4 mm . La longueur totale du capillaire étant de 98 cm, et la hauteur du volume dans le manomètre de 1 cm, le volume nuisible vaut donc :

$$\nu = \frac{\pi \times \overline{0,1}^2}{4} \times 98 + \frac{\pi \times \overline{0,4}^2}{4} \times 1$$

$$= 0,765 \quad + \quad 0,125 \quad = \quad 0,89 \text{ cm}^3$$

Le volume V_o du récipient A vaut 395 cm^3

donc : $$\frac{\nu}{V_o} = \frac{0,89}{395} = 2,25 \times 10^{-3}$$

2) D'autre part, V_o est une fonction de la température, car la dilatation du récipient n'est pas négligeable .

Appelons β le coefficient de dilatation linéaire du matériau constituant le récipient A .

On doit écrire alors :

$$\frac{P_1}{T_1} (V_o + \nu) = \frac{PV_o}{T} \left[1 + 3\beta (T - T_1)\right] + \frac{P\nu}{T_1}$$

soit : $$T \# \frac{P}{P_1} T_1 \left[1 + (T - T_1)\left(3\beta + \frac{\nu}{V_o T_1}\right)\right] = \frac{P}{P_1} T_1 + \Delta T \qquad (I\text{-}31)$$

Calculons la valeur du terme correctif, sachant que le récipient A a été construit en pyrex, matériau qui convient particulièrement bien pour sa faible valeur de β .

Nous avons en effet $\beta = 33 \cdot 10^{-7}$

d'où : $$3\beta + \frac{\nu}{V_o T_1} = 10^{-5} + \frac{1,8 \cdot 10^{-3}}{300} = 1,6 \cdot 10^{-5}$$

(on voit ici qu'il était peu utile de rendre ν plus petit),

soit : $$\Delta T = + 1,6 \cdot 10^{-5} \; T (T - T_1)$$

Cette correction est maximale pour $T = - (T - T_1) = 150°K$ et vaut alors :

$$\Delta T = - 1,6 \cdot 10^{-5} \times \overline{150}^2 = - 3,6 \times 10^{-1} \; °K$$

Cette correction, systématique, est donc calculable dans tous les cas, et peut être faite sans difficulté .

Précision dans la mesure de h

Elle est principalement déterminée par les fluctuations de la colonne de mercure autour du point O, fluctuations inhérentes au fonctionnement de l'appareillage, et qui sont le reflet des fluctuations de la température elle-même dans le récipient thermométrique . Dans le cas le plus favorable (lorsqu'on pourra supposer que la colonne de mercure suit instantanément les variations de la pression donc de la température dans le récipient A), la mesure des fluctuations de la température T sera donnée par les fluctuations de la colonne de mercure h .

De (I-30) nous tirons :

$$\Delta T = \frac{T_1}{h_1} \cdot \Delta h$$

Les fluctuations Δh ont été mesurées tout au long des expériences ; elles ont été trouvées égales à 0,5 mm lorsque le mercure et le contact q_1 étaient suffisamment propres, et, dans le cas contraire, au plus égales à 1 mm; soit, avec $T_1 = 300°K$ et $h_1 = 500$ mm .

$$\Delta T = \frac{300}{500} \cdot 0,5 = 0,3°K$$

$$\Delta T_{max} = \frac{300}{500} \cdot 1 = 0,6°K$$

Nous avons vu que ce calcul suppose l'absence d'inertie dans la réponse du manomètre à mercure . Pour savoir ce qu'il en était, nous avons introduit dans le cryostat une lame mince semiconductrice obtenue par évaporation dans le vide sur un support mince également, de façon à avoir une très faible inertie thermique du semiconducteur plongé dans l'atmosphère d'hydrogène du thermomètre . Après avoir déterminé la courbe de la conductibilité σ de l'échantillon en

fonction de la température T, nous nous sommes placés à une température telle que $d\sigma/dT$ soit maximal, et avons observé la variation de σ en même temps que les variations de h . Nous avons alors observé un très léger retard, difficilement mesurable, des oscillations de la colonne de mercure par rapport aux oscillations $\Delta\sigma$: on peut l'apprécier à l'ordre de grandeur de la seconde, alors que la durée du cycle, comprenant un allumage et une extinction de la chaufferette, était dans la plupart des cas de l'ordre de 1 à 2 minutes . On peut donc admettre le calcul précédent et écrire :

$$0,3°K \leq \Delta T \leq 0,6°K$$

En moyenne, la température inscrite dans les résultats sera déterminée à $\pm$ 0,25°K .

b.- Connexions et mesures électriques

Le haut du récipient thermométrique A comporte 10 passages en tungstène, nombre qui sera justifié dans la suite (cf chapitre II); le récipient B comporte 12 passages dont 10 sont reliés aux 10 passages du récipient A et 2 à la résistance chauffante enroulée autour de A . A l'extérieur de B, les passages et leurs connexions baignent dans l'azote liquide : pour cela on avait vérifié préalablement que la conductibilité de l'azote liquide est négligeable .

Les mesures électriques ont été réalisées avec différents appareils étalonnés, avec une précision de 1 à 2% . Les appareils les plus sensibles permettent d'apprécier respectivement 10^{-11} A et 10^{-5} volt, mais au prix d'une imprécision qui monte à $\pm$ 10% ou $\pm$ 20% .

c.- Accessibilité des pièces à introduire .

L'ouverture du cryostat se fait par deux joints semblables 1-1 et 2-2 (fig. I-5) rodés plans et maintenus assemblés par des pièces en laiton munies de bagues flexibles en crysocale . L'étanchéité est assurée par un graissage minutieux . Au refroidissement

la graisse se solidifie, et en général son coefficient de dilatation étant différent de celui du pyrex, elle se fêle créant ainsi des fuites importantes . Après de multiples essais, une graisse du commerce s'est trouvée convenir : la graisse à vide Edwards "Hard" .

Le problème de l'étanchéité se pose surtout pour le joint 1-1 qui ferme le récipient thermométrique A, car le serrage mécanique doit tout d'abord compenser une pression d'hydrogène de 50 cm de mercure appliquée sur une surface de 13 cm^2, soit une force de près de 9 kilogrammes-poids (ceci lorsqu'on a fait le vide dans le récipient B, mais on est toujours obligé de réaliser cette condition à un moment ou à un autre) .

d.- Eclairage des échantillons

Quatre fenêtres optiques en pyrex ont dû être disposées sur les différents éléments :

- deux fenêtres soudées sur le double fond du vase Dewar
- une fenêtre soudée sur le fond du récipient B
- une fenêtre plane non soudée, servant de fermeture au récipient thermométrique A .

Le rayonnement monochromatique, provenant d'un monochromateur double à prismes de quartz (monochromateur Desvignes), traverse les quatre fenêtres et un des milieux qui est de l'azote liquide (fig.I-6)

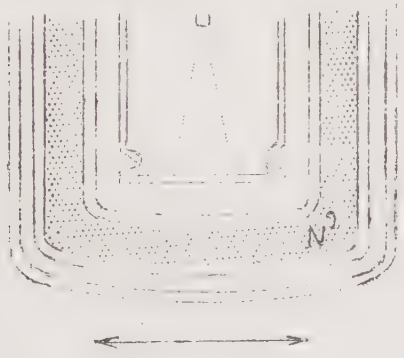


Fig. I-6

On sait que l'azote liquide ne présente pas de bande d'absorption optique dans le domaine spectral 0,6 μ -2 μ . Nous avons vérifié ceci au cours du travail .

3) Etude de la caractéristique tension-courant en fonction de la température .

La figure I-7 présente, en deux courbes, les résultats des mesures faites sur la diode D_4 à la température T = 148,7°K . En ordonnées nous avons porté le courant en échelle logarithmique, et en abscisses la tension directe (positive) pour la courbe en traits pleins, et la tension inverse (négative) pour la courbe en pointillés .

a.- Caractéristique directe .

On y distingue quatre régions dont trois sont représentées par des droites en échelles semi-logarithmiques : elles représentent donc les variations exponentielles du courant en fonction de la tension directe . C'est bien ce que prévoit la théorie et que nous avons résumé précédemment .

En effet, le courant de diffusion $j_D = j_N + j_P$ a pour expression la relation I-15 (où nous introduisons l'indice D)

$$j_D = j_{D_o} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right) \qquad \text{(I-31)}$$

D'autre part, le courant de génération j_G a deux expressions différentes suivant que $v < v_1$ ou $v > v_1$, et qui sont les relations I-24 et I-25 . Ecrivons-les de façon simplifiée :

$$v < v_1 \qquad (j_G)_1 = (j_{G_o})_1 \left[\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right] \qquad \text{(I-32)}$$

$$v > v_1 \qquad (j_G)_2 = (j_{G_o})_2 \left[\epsilon^{\frac{ev}{2kT}} - 1 \right] \qquad \text{(I-33)}$$

$(j_{G_o})_1$ et $(j_{G_o})_2$ groupent ici tout ce qui ne dépend que peu ou pas du tout de v dans les relations I-24 et I-25 . Ainsi les facteurs $\frac{v_1 - v}{v_d - v}$ et $\frac{kT}{e\,(v_d - v)}$ sont compris respectivement dans $(j_{G_o})_1$ et $(j_{G_o})_2$.

v_1 est donné par la relation I-23 :

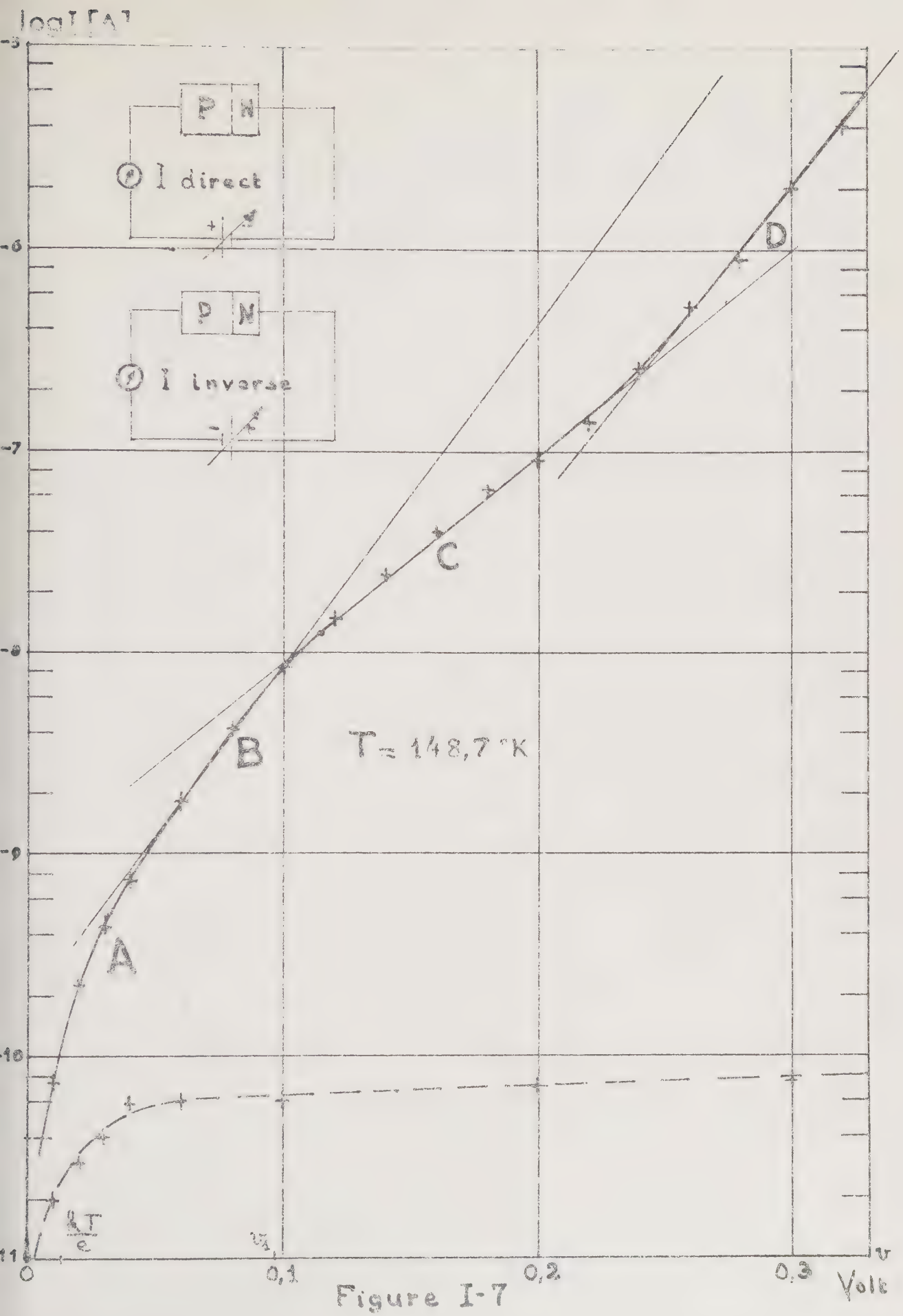


Figure I-7

$$v_1 = \frac{2kT}{e} \text{ Log } \frac{n_1 \zeta_{N_o} + p_1 \zeta_{P_o}}{n_i \sqrt{\zeta_{N_o} + \zeta_{P_o}}}$$

et vaut ici approximativement 0,1 volt .

Les régions A et B de la caractéristique directe correspondent à la relation I-32 (la région B est déterminée par la condition $\epsilon^{\frac{ev}{kT}} \gg 1$, soit $v \gg \frac{kT}{e}$; la valeur de $\frac{kT}{e}$, portée sur le graphique, est ici de 0,013 volt) .

La région C de la caractéristique correspond à la relation I-33, et reste valable pour des valeurs plus grandes de v ; mais alors, le courant de diffusion j_D qui est exponentiel en $\epsilon^{\frac{ev}{kT}}$ et qui était masqué jusque là par le courant de génération, devient prépondérant : c'est la région D de la caractéristique directe .

La figure I-8 rassemble les caractéristiques directes de la même diode pour différentes températures . Elle explique le choix précédent de la caractéristique T = 148,7°K pour y montrer les différents phénomènes, car elle est la seule à se trouver dans un domaine de courants tel qu'apparaissent nettement les deux cassures théoriques de la fonction exponentielle du courant .

On observe également sur la figure I-8 que la relation I-15 ne s'applique plus pour les forts courants : cela est dû à la chute de tension provoquée par la résistance du germanium .

L'ensemble de ces résultats confirme la série de mesures que présente M. BERNARD dans sa thèse [12] . Nous n'en pousserons pas le dépouillement, puisque ce n'est pas là l'objet de ce mémoire . La caractéristique inverse, par contre, nous intéresse beaucoup plus, comme nous le verrons dans la suite . Retenons seulement de ces

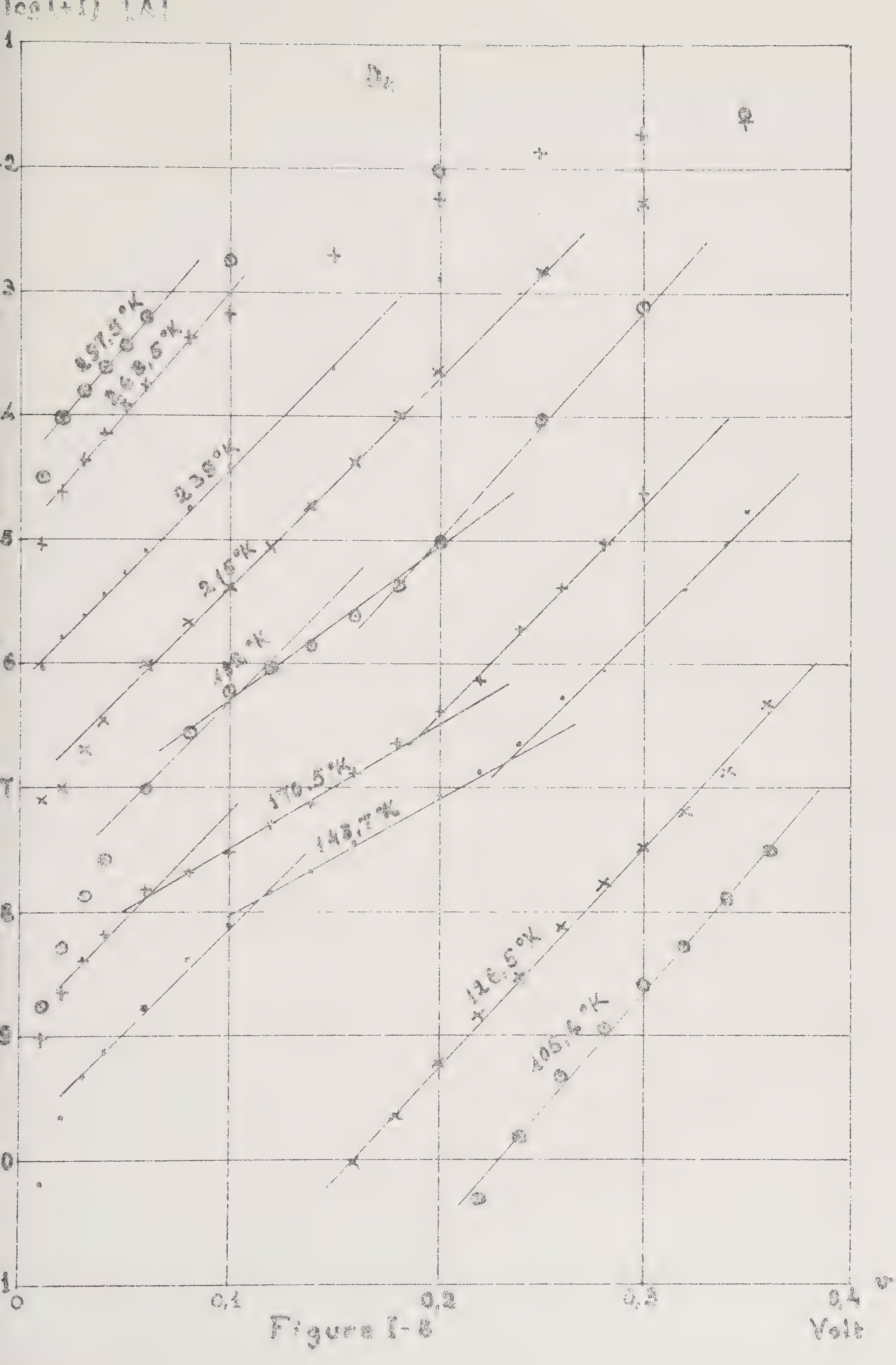

log(I+1) [A]
Dy
457,5°K
368,5°K
239°K
215°K
170,5°K
148,7°K
126,5°K
105,6°K
0
0,1
0,2
0,3
0,4 V
Volt

Figure I-8

mesures que la théorie précédemment résumée rend bien compte de la variation du courant direct en fonction de la tension pour les diodes que nous avons réalisées, et que, dans la plus grande partie du domaine de températures que nous nous sommes proposé d'étudier, le courant de génération j_{G_o} est prépondérant devant le courant de diffusion j_{D_o} .

b.- Caractéristique inverse .

La figure I-7 nous montre la caractéristique inverse de la diode D_4 à la température T = 148,7°K . Nous y voyons une pseudo - saturation, autour de la valeur $I = 7 \cdot 10^{-11}$ Ampère . Nous avons vu que v étant ici négatif, la condition $v < v_1$ est automatiquement remplie et nous sommes dans le cas de la relation I-24 .

$$j_G = j_{G_o} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right)$$

avec : $$j_{G_o} = e\, d\, \frac{n_1\, p_1}{n_1\, \tau_{N_o} + p_1\, \tau_{P_o}} \cdot \frac{v_1}{v_d} \quad \text{(relation I-26)}$$

dont la dépendance en fonction de la tension est en $(v_d - v)^{1/2}$ et en fonction de la température en $T^{3/2}\, \epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$, comme nous l'avons déja discuté .

La dépendance en fonction de la tension apparaît bien dans la courbe de la figure I-7, et mieux encore dans le réseau des caractéristiques inverses de la figure I-9 .

En fonction de la température, il apparaît ici que j_{G_o} varie de façon très importante : nous observons sur la figure I-9 que le fait de refroidir la diode de 297,5°K à 148,7°K nous a permis de diviser ce courant inverse de pseudo-saturation par un facteur supérieur à 10^6 . Si nous avions voulu réaliser avec du germanium intrinsèque un

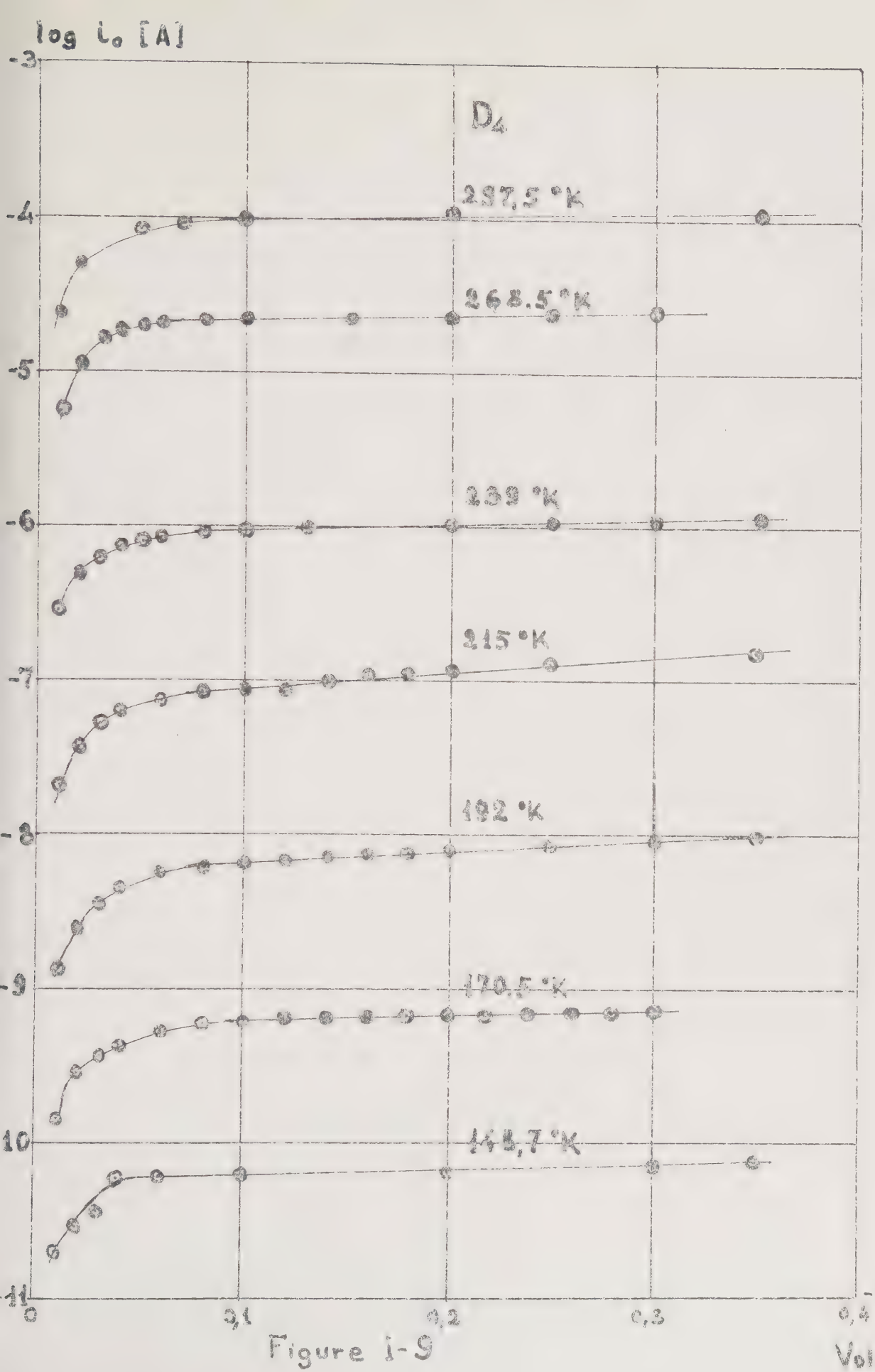

log i_o [A]
-3
-4
-5
-6
-7
-8
-9
-10
-11
D_4
297,5 °K
268,5 °K
239 °K
215 °K
192 °K
170,5 °K
148,7 °K
0
0,1
0,2
0,3
0,4
Volts

Figure 1-9

détecteur de radiations par photoconductivité tel que sa résistivité puisse être multipliée par ce même facteur au refroidissement, il nous aurait fallu le purifier jusqu'à ce que la concentration des impuretés actives soit inférieure à 10^{13} atomes/m^3, ce qui correspond à une concentration relative de $3 \cdot 10^{-16}$. Or, la plus basse concentration relative que nous ayions obtenue au laboratoire est de 10^{-12}, et elle semble être la plus basse réalisée à l'heure actuelle .

Regardons à présent si cette variation du courant inverse d saturation avec la température correspond bien à la forme analytique prévue par la théorie . Pour cela traçons la courbe représentant les variations de log I en fonction de $\frac{1}{T}$ (fig. I-10) ; nous voyons que nous pouvons faire passer par les points expérimentaux une droite de pente $-\frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}$ qui représente assez bien le phénomène . Des mesures semblables, faites pour d'autres diodes, sont présentées de la même manière dans les figures I-11 à I-14 .

Nous constatons que la variation du courant inverse de pseudo-saturation est bien une fonction en $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ comme nous l'avions prévu (l'influence de $T^{3/2}$ est petite devant $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$).

A température ordinaire, le courant inverse de saturation est principalement un courant de diffusion, et vaut en théorie (relation I-17)

$$j_{D_o} = e\, n_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right]$$

Cette grandeur est calculable à partir des données suivantes, valables pour toutes nos diodes :

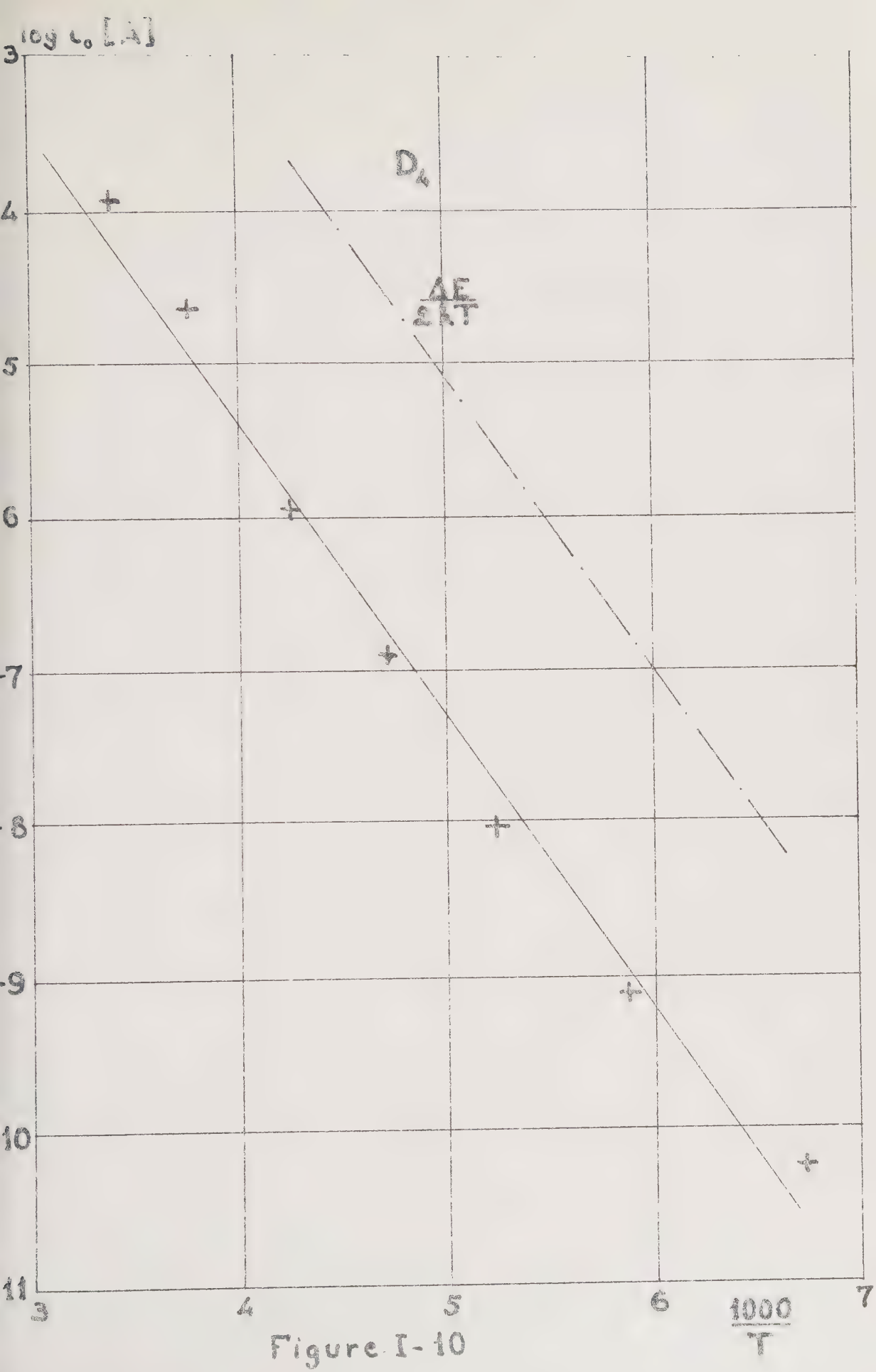


Figure I-10

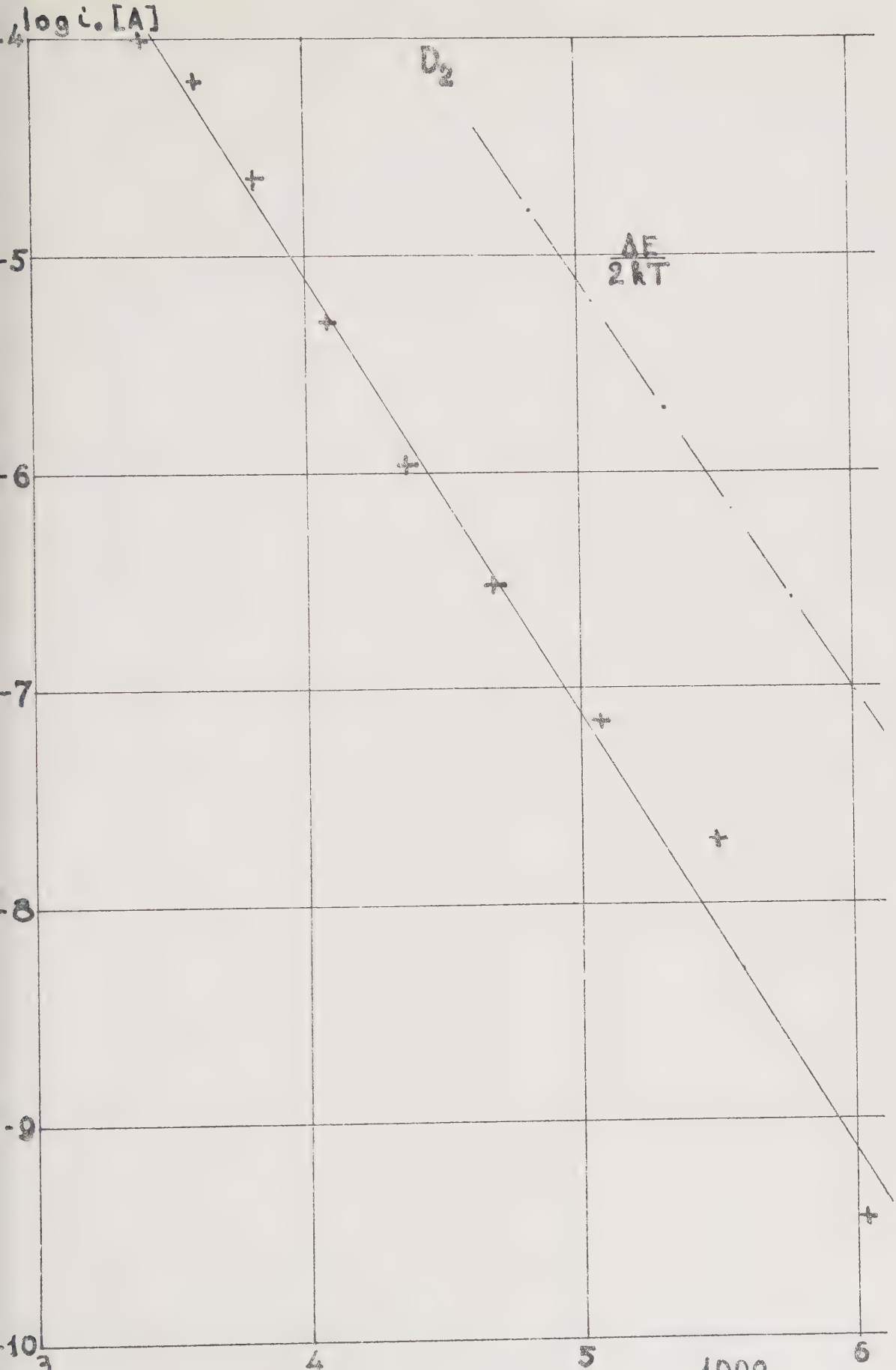


Figure I-11

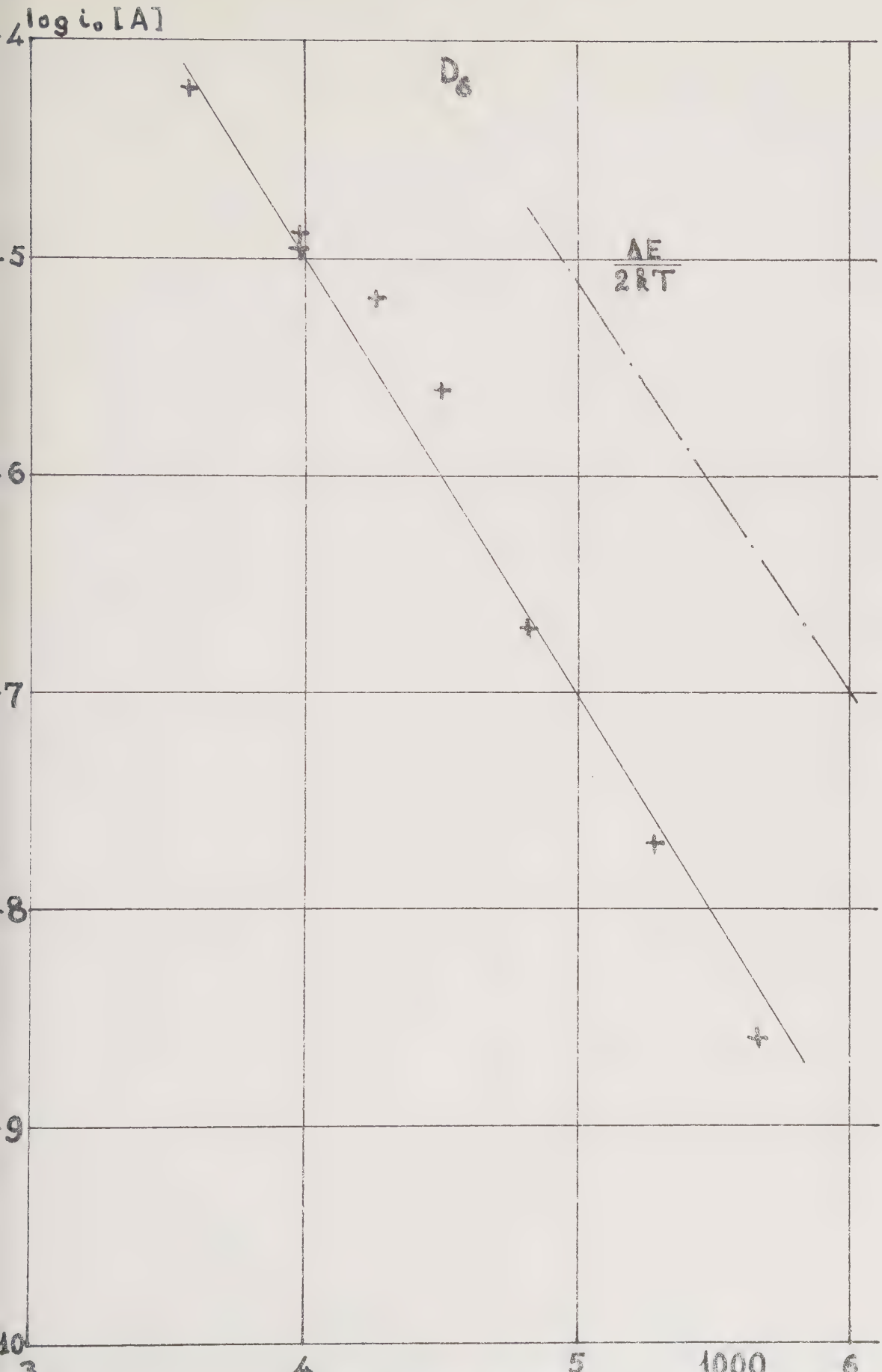


Figure I-12

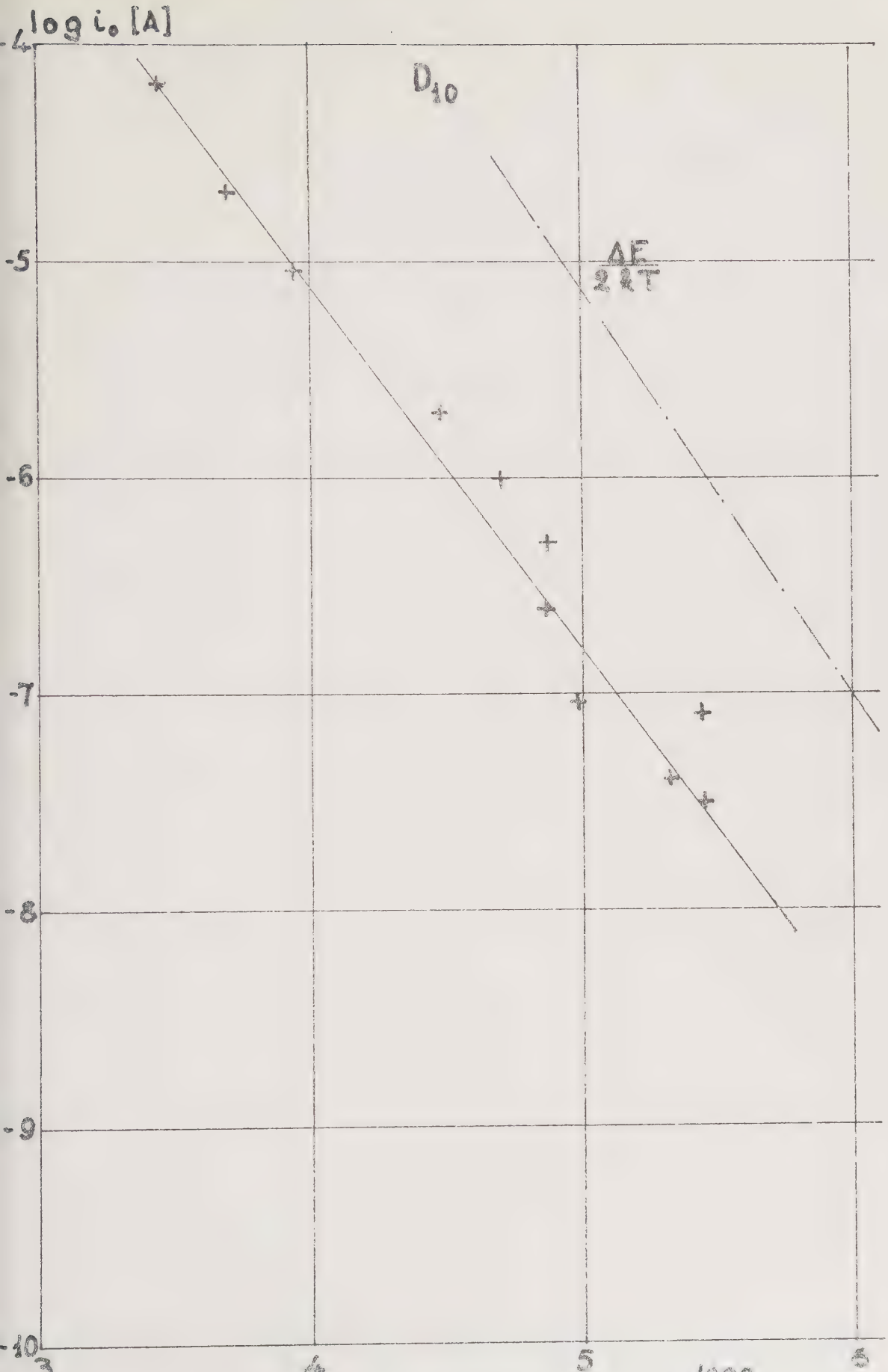


Figure I-13

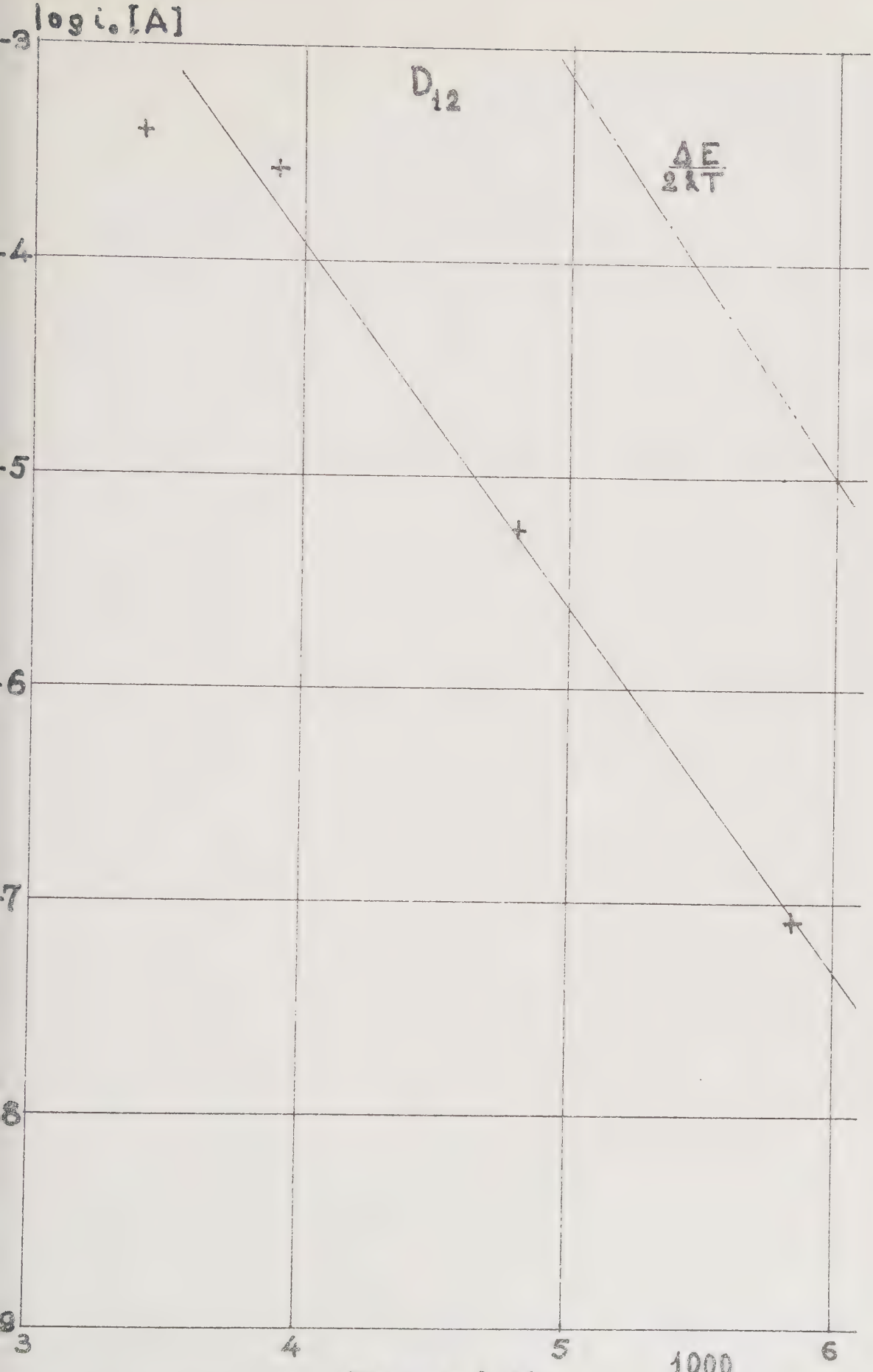


Figure I-14

$$
\begin{aligned}
n_i &= 2{,}5\cdot10^{19}\ m^{-3}\\
D_p &= 4{,}3\cdot10^{-3}\ m^2/s\\
D_n &= 9{,}6\cdot10^{-3}\ m^2/s\\
e &= 1{,}6\cdot10^{-19}\ \text{Coulomb}\\
N_D &= 5\cdot10^{20}\ m^{-3}\\
N_A &= 10^{22}\ m^{-3}\\
L_p &= 5\cdot10^{-4}\ m\\
L_n &= 2{,}7\cdot10^{-4}\ m
\end{aligned}
$$

d'où $j_{D_o} = 1{,}6\cdot10^{-19}\cdot 6{,}2\cdot10^{38}\ \dfrac{4{,}3\cdot10^{-3}}{5\cdot10^{-4}\cdot5\cdot10^{20}} + \dfrac{9{,}6\cdot10^{-3}}{2{,}7\cdot10^{-4}\cdot10^{22}}$

$= 2{,}07\ A/m^2$

Les valeurs expérimentales à 300°K vont de $8\cdot10^{-5}$ à $5\cdot10^{-4}$ A. pour une surface de jonction de 0,333 cm^2, ce qui correspond à $2{,}4 < j_{D_o} < 15\ Amp/m^2$. On voit donc que la valeur théorique de j_{D_o} se présente comme une limite inférieure vers laquelle nous tendons en agissant sur les différents processus technologiques (tirage, décapage, étuvage, etc..) .

Limites de validité

Demandons-nous à présent si les phénomènes observés peuvent être extrapolés, et dans l'affirmative, jusqu'à quelles limites .

a.- $i_o = f(-v)$ (à température constante)

Les relations $i_{D_o} = Cte$ et $i_{G_o} \propto \sqrt{v_d - v}$ cessent d'être valables pour une tension de l'ordre de quelques dizaines de volt, par l'apparition d'un phénomène que l'on a appelé "claquage doux" . (Pour une tension un peu plus élevée, le courant devient subitement très grand : c'est l'effet avalanche ou l'effet Zener) .

L'ensemble des caractéristiques de la figure I-15 montre bien ce phénomène . On observe que l'augmentation du courant inverse se fait pour une tension d'autant plus faible que la température est plus basse

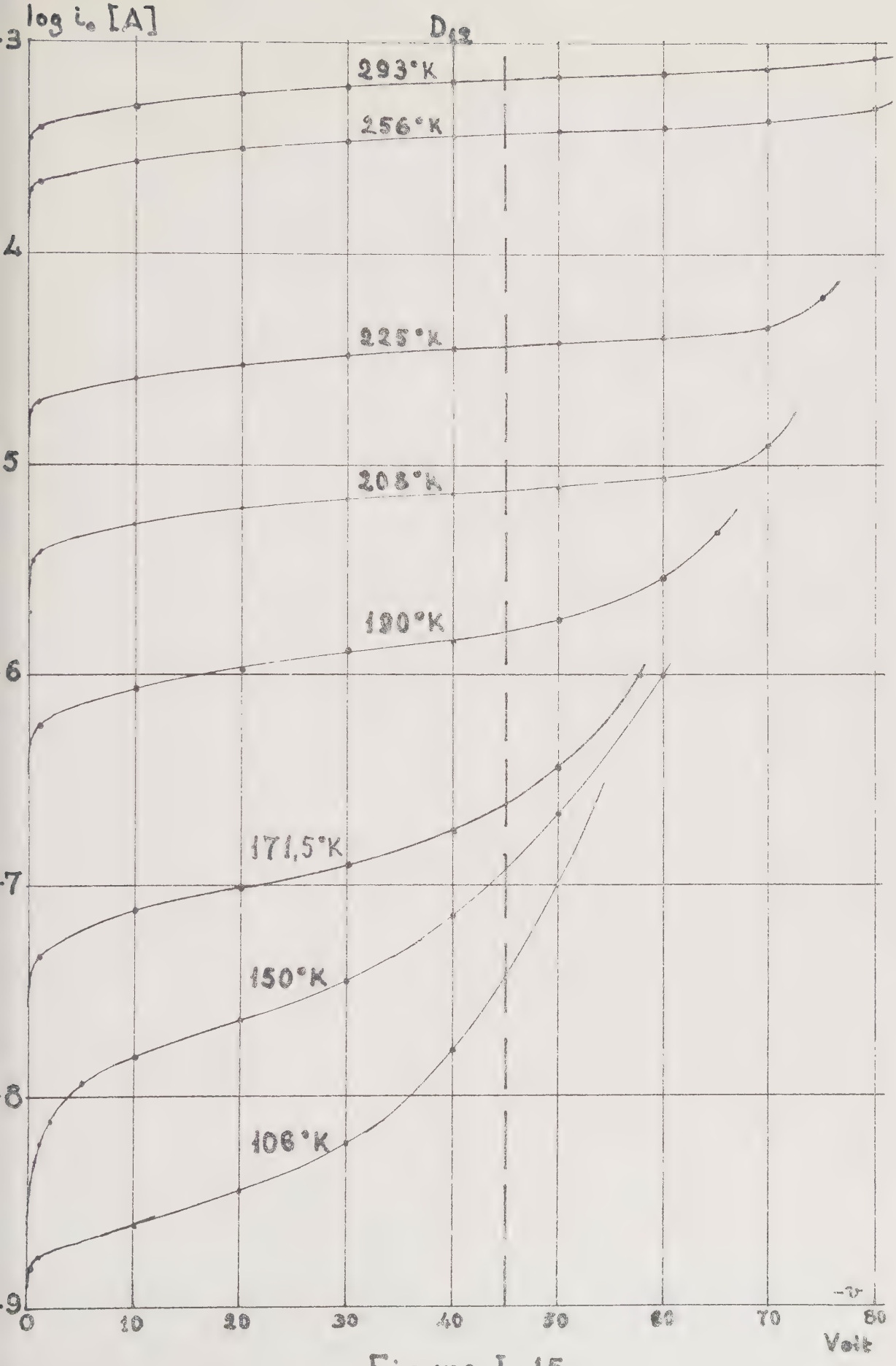

log i_e [A]
D_{12}
293°K
256°K
225°K
208°K
190°K
171,5°K
150°K
106°K
-3
-4
-5
-6
-7
-8
-9
0
10
20
30
40
50
60
70
80
Volt

Figure I-15

Ce phénomène, que nous avons pu constater sur l'ensemble de nos diodes, est une des principales faiblesses du détecteur que nous nous proposons de réaliser et d'étudier ici . Aussi avons-nous cherché à le combattre par l'étude d'un décapage favorable, en remarquant que la tension de claquage doux est, pour une même diode, une fonction des différents processus de décapage et de traitement thermique, sa valeur pouvant aller ainsi de quelques volts, à plus de 100 volts à la température ambiante .

b.- $i_o = f(T)$ (à tension inverse -v constante) .

Si la tension inverse appliquée est assez forte, la loi en $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ cessera d'être valable lorsque la tension de claquage doux deviendra égale à -v . Cela revient à tracer sur le réseau de caractéristiques de la figure I-15 une droite verticale d'abscisse -v = 45 volts, par exemple : on voit alors que les intersections se trouvent dans la zone de pseudo-saturation pour les cinq caractéristiques supérieures seulement .

Par contre, pour $-v_o$ faible (environ 1 volt), nos appareils de mesure ne nous ont pas permis d'atteindre une limite inférieure de i_o qui existe certainement : fuites ohmiques à la surface de la jonction, défauts dans le germanium, etc...., vont la provoquer à coup sûr . Il faut dire que si nous extrapolons la fonction courant d'obscurité jusqu'à la température de l'azote liquide (T = 78°K), le courant que nous devrions mesurer serait, pour nos diodes, de 10^{-23} Ampère, soit 1 électron toutes les 4 heures !

2ème Partie .- EFFETS PHOTOELECTRIQUES

A. THEORIE

1°) COURANT PHOTOELECTRIQUE

Considérons la photodiode polarisée négativement (fig.I-16), et éclairée sur sa face N par un flux énergétique monochromatique $\mathcal{E}_\lambda$. La différence de potentiel totale v_d-v maintient un champ électrique intense dans la couche désertée ; les charges minoritaires libérées par effet photoélectrique qui diffusent jusqu'aux abords de la couche désertée, de part et d'autre de celle-ci, sont donc toutes attirées vers le côté opposé où elles deviennent majoritaires donnant origine ainsi à un courant i_φ du même signe que v_d-v . On comprend alors que ce courant sera indépendant de v_d-v à la saturation, c'est-à-dire lorsque v_d-v sera supérieur à quelques centi-volts (fig. I-16-bis) .

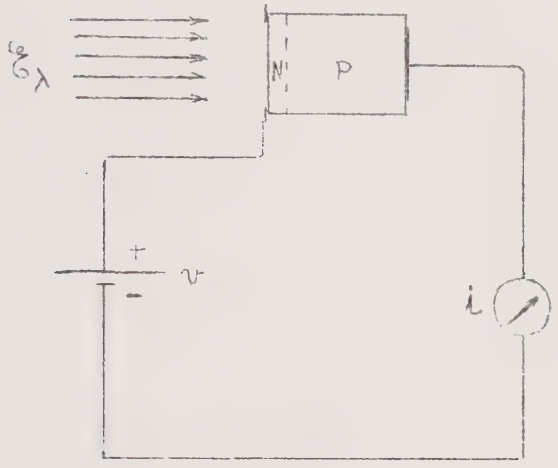


Fig. I-16

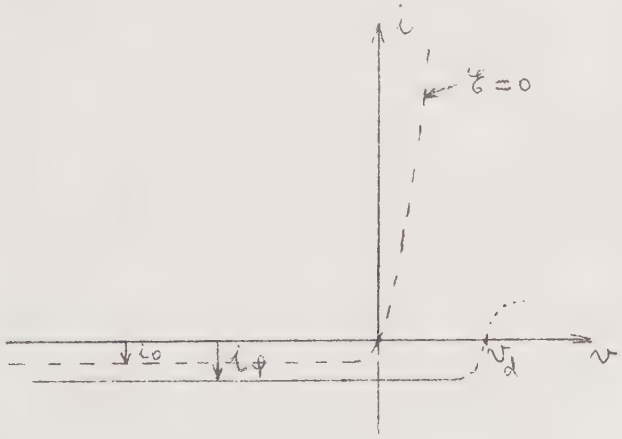
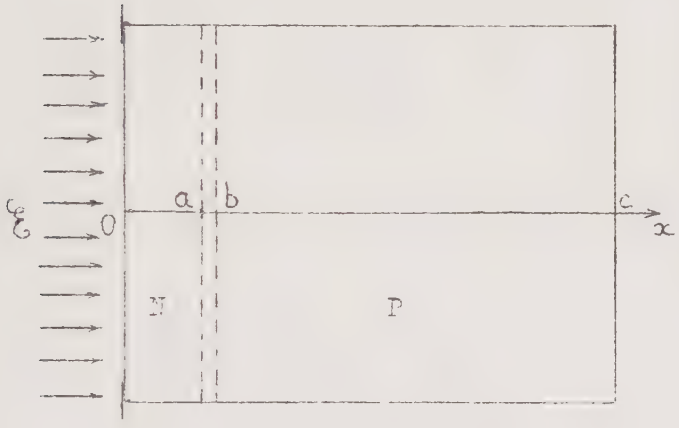


Fig. I-16-bis

On voit donc que la mesure de i peut se faire soit en mettant la diode en court-circuit (v = o), soit en appliquant une tension inverse -v : on mesure dans ce dernier cas un courant qui est la somme de $i_\varphi + i_o$.

Le calcul théorique de i_p est faisable dans un cas simplifié, qui est le nôtre : la géométrie de la diode peut être considérée comme unidimensionnelle car l'épaisseur de la région N (0,8 mm) est suffisamment petite par rapport au diamètre de la diode (7 mm), et elle est suffisamment grande à la fois pour que l'effet de résistance ohmique radiale dû au contact annulaire de cette région soit négligeabl (Nous rappellerons dans ce calcul les résultats donnés par la méthode de E. RITTNER [5].

Appelons x cette unique dimension, et fixons son origine à la surface de la région N, surface éclairée (fig. I-17) . Appelons G (x) dx le nombre de paires libérées par effet photo-électrique à l'abscisse x par unité de surface et de temps . Ces paires produisent un excédent de charges Δn et Δp dont les taux de recombinaison sont respectivement $R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$ et $R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}$, compte tenu de la définition de la durée de vie τ



b - a = d (couche désertée)

Fig. I-17

Les relations I-4 qui étaient dans le cas général :

$$\text{div } j_n = \quad e\,(G - R_n)$$

$$\text{div } j_p = -\,e\,(G - R_p)$$

s'écrivent à présent :

$$\frac{d\,j_n}{dx} = e\left[G(x) - R_n\right] = -e\left[G(x) - \frac{\Delta n}{\tau_n}\right]$$

de même $\frac{d\,j_p}{dx} = -e\left[G(x) - \frac{\Delta p}{\tau_p}\right]$ (I-34)

Par ailleurs, en négligeant le champ électrique existant dans les régions N et P (en dehors de la zone désertée), on peut écrire pour ces régions les relations I-3 simplifiées :

$$j_n = -e\,D_n\frac{dn}{dx} = -e\,\Delta_n\frac{d(\Delta n)}{dx}$$

$$j_p = e\,D_p\frac{d(\Delta p)}{dx} \qquad \text{(I-35)}$$

dont les dérivées introduites dans les relations I-34 nous donnent :

Région P : $$D_n\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + G(x) = 0$$

Région N : $$D_p\frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + G(x) = 0 \qquad \text{(I-36)}$$

Exprimons G (x) en fonction du nombre N_o de photons incidents (nous négligerons la réflexion à la surface pour simplifier les expressions : nous pourrons facilement introduire cette correction si besoin est) et du coefficient d'absorption optique α . Nous avons :

$$N_x = N_o\,\epsilon^{-\alpha x} \qquad \text{(I-37)}$$

où N_x est le nombre de photons qui traversent l'unité de surface à l'abscisse x .

Et G (x) est donné par :

$$G(x) = -\frac{dN_x}{dx} = \alpha N_o\,\epsilon^{-\alpha x} \qquad \text{(I-38)}$$

Les relations I-36 deviennent finalement :

Région P : $$D_n\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \alpha N_o\,\epsilon^{-\alpha x} = 0 \qquad \text{(I-39)}$$

Région N : $$D_p\frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{p}{p} + N_o^{-x} = 0 \qquad \text{(I-40)}$$

Conditions aux limites

1.- $x = o$: Le débit vers la surface doit être égal au nombre de paires recombinées à la surface, par unité d'aire et de temps :

$$\frac{1}{e} j_p = D_p \frac{d(\Delta p)}{dx} = s_N(\Delta p) \qquad \text{(I-41)}$$

s_N étant la vitesse de recombinaison superficielle et (Δp) l'excédent de concentration à la surface .

2.- $x = a$: La concentration des trous est donnée par

$$\Delta p = p_o \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = 0 \qquad \text{(I-42)}$$ (1)

3.- $x = b$: La concentration des électrons est donnée par

$$\Delta n = n_o \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = 0 \qquad \text{(I-43)}$$

4.- $x = c$: Condition semblable à 1.-

$$\frac{1}{e} j_n = - D_n \frac{d(\Delta n)}{dx} = s_p(\Delta n) \qquad \text{(I-44)}$$

Solutions générales

a) Contribution de la région superficielle, région N

Les relations I-40, I-41 et I-42 ont pour solution :

$$(j\varphi)_N = - eN_o \frac{\alpha^2 L_p^2}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{1 + \frac{s_N}{\alpha D_p}}{ch \frac{a}{L_p} + \frac{s_N L_p}{D_p} sh \frac{a}{L_p}} - \left(1 - \alpha L_p \frac{\frac{s_N L_p}{D_p} + th \frac{a}{L_p}}{1 + \frac{s_N L_p}{D_p} th \frac{a}{L_p}} \right) e^{-\alpha a} \right] \qquad \text{(I-45)}$$

---

(1) Si dans les relations I-42 et I-43 on n'avait pas fait $v = o$, la résolution de ce système d'équations nous donnerait également le courant de jonction en fonction de la tension v . L'écart entre cette caractéristique $i = f(v)$, qui tient compte des dimensions de la photodiode et des recombinaisons superficielles, et celle donnée par I-15 est pratiquement négligeable dans notre cas ; pour cette raison, nous ne nous servons de ce calcul que pour la détermination de i_φ .

Appelons K_N l'efficacité quantique de contribution de la région N, définie par :

$$(j\varphi)_N = - e N_o K_N \qquad (I\text{-}46)$$

et appelons P_N le facteur sans dimension $\frac{s_N L_p}{D_p}$ qui caractérise l'importance de la recombinaison de surface . La relation I-45 donne alors :

$$K_N = \frac{\alpha^2 L_p^2}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{1 + \frac{P_N}{\alpha L_p}}{\mathrm{ch}\,\frac{a}{L_p} + P_N \,\mathrm{sh}\,\frac{a}{L_p}} - \left(1 + \frac{1}{\alpha L_p} \, \frac{P_N + \mathrm{th}\,\frac{a}{L_p}}{1 + P_N \,\mathrm{th}\,\frac{a}{L_p}} \right) \epsilon^{-\alpha a} \right] \qquad (I\text{-}47)$$

Cette relation est indéterminée pour $\alpha L_p = 1$. Le calcul de la limite donne dans ce cas :

$$\left(K_N\right)_{\alpha L_p = 1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1+P_N)\,\frac{a}{L_p} + (1-P_N)\,\mathrm{sh}\,\frac{a}{L_p}\,\epsilon^{-\alpha a}}{\mathrm{ch}\,\frac{a}{L_p} + P_N \,\mathrm{sh}\,\frac{a}{L_p}} \qquad (I\text{-}48)$$

b) <u>Contribution de la région profonde, région P</u> .

Les relations I-39, I-43 et I-44 ont pour solution :

$$(j\varphi)_{(P)} = - eN_o \frac{\alpha^2 L_n^2}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left[\left(1 - \frac{1}{\alpha L_n} \, \frac{P_P + \mathrm{th}\,\frac{c-b}{L_n}}{1 + P_P \,\mathrm{th}\,\frac{c-b}{L_n}} \right) \epsilon^{-\alpha b} - \frac{1 - \frac{P_P}{\alpha L_n}}{\mathrm{ch}\,\frac{c-b}{L_n} + P_P \,\mathrm{sh}\,\frac{c-b}{L_n}} \epsilon^{-\alpha c} \right] \qquad (I\text{-}49)$$

où $P_P = \frac{s_P L_n}{D_n}$

On peut également définir une efficacité quantique K_P de la région P, par :

$$(j\varphi)_P = - e N_o K_P \qquad (I\text{-}50)$$

et écrire K_P en considérant que l'épaisseur c-b de la région P est grande vis-à-vis de la longueur de diffusion L_n des électrons dans cette région . La relation I-49 donne alors :

$$K_P = \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} \epsilon^{-\alpha b} \qquad \text{(I-51)}$$

c) Contribution de la couche désertée

On considère que le champ existant dans cette couche est suffisant pour capter toutes les paires libérées, soit :

$$(j_\varphi)_G = - e N_o K_G = - e \int_a^b G(x)\, dx$$

$$= - e \int_a^b \alpha N_o \epsilon^{-\alpha x}\, dx$$

d'où on tire : $K_G = -\epsilon^{-\alpha b} + \epsilon^{-\alpha a}$

$$K_G = \epsilon^{-\alpha \frac{b+a}{2}} \cdot 2 \operatorname{sh} \alpha \frac{b-a}{2} \qquad \text{(I-52)}$$

L'efficacité quantique totale K est alors :

$$K = K_N + K_P + K_G$$

Mais on peut montrer que K_G est négligeable devant $K_N + K_P$, car l'épaisseur d = b-a de la couche désertée est petite devant les épaisseurs a et c-b des régions N et P . Un calcul numérique de la valeur de d, donnée par la relation I-19, va nous permettre de le préciser .

$$d = \sqrt{\frac{2 \mathcal{E} (v_d - v) (N_A + N_D)}{e N_A N_D}}$$

Pour v = - 1,5 volt, et dans le cas des jonctions précédemment décrites, nous trouvons :

$$d = 3 \cdot 10^{-7}\,m = 0{,}3\,\mu$$

alors que nous avons $a = 800\,\mu$ et $c-b = 6.000\,\mu$: La contribution de K_G ne dépassera jamais le millième de l'efficacité quantique totale de la diode ; nous pourrons donc la négliger et écrire finalement, en admettant à présent $a \neq b$

$$K_\lambda = \frac{\alpha^2 L_p^2}{\alpha^2 L_p^2 - 1}\left[\frac{1 + \frac{P_N}{\alpha L_p}}{\mathrm{ch}\,\frac{a}{L_p} + P_N\,\mathrm{sh}\,\frac{a}{L_p}} - \left(1 + \frac{1}{\alpha L_p}\,\frac{P_N + \mathrm{th}\,\frac{a}{L_p}}{1 + P_N\,\mathrm{th}\,\frac{a}{L_p}}\right)\epsilon^{-\alpha a}\right] + \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1}\epsilon^{-\alpha a} \qquad \text{(I-53)}$$

Considérons à présent un cas particulier de l'expression de K_λ qui n'en est pas moins le cas le plus fréquent ; celui où $\alpha a \gg 1$ et $\alpha L_p \gg 1$ (I-54) . Le coefficient d'absorption optique est grand pour les photons énergétiques et la condition I-54 signifie, du point de vue du domaine spectral, comme nous le verrons :

$$\lambda < 1{,}5\,\mu \quad (\text{pour } T = 300°K)$$

K_λ se réduit alors à l'expression :

$$K_\lambda = \frac{1}{\mathrm{ch}\,\frac{a}{L_p} + P_N\,\mathrm{sh}\,\frac{a}{L_p}} \qquad \text{(I-55)}$$

Valeur qui tend vers 1 lorsque $a \ll L_p$. On voit donc qu'il y a intérêt à réduire l'épaisseur de la couche superficielle pour augmenter l'efficacité quantique . Dans les expériences décrites, nous n'avons pas réalisé cette condition, volontairement, pour ne pas annuler l'influence du facteur P_N, et pouvoir déterminer les valeurs des vitesses de recombinaison superficielle .

2°) DIFFERENCE DE POTENTIEL EN CIRCUIT OUVERT

Nous avons vu (fig. I-16-bis) que la densité de courant j_φ , indépendante de v, s'ajoute au courant inverse de saturation . Dans le sens direct, pour $v = v_d$, j_φ change de signe, mais nous sortons alors du domaine de validité des théories précédentes . Donc, si la caractéristique courant-tension s'écrit à l'obscurité $j = f(v)$, nous écrirons à présent, en rappelant la condition de validité : $v < v_d$

$$j = f(v) - j_\varphi \qquad \text{(I-56)}$$

Mettons-nous tout d'abord dans le cas de la relation I-15, le courant étant alors un courant de diffusion . I-56 et I-15 donnent :

$$j = j_{D_o} \left(\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right) - j_\varphi \qquad \text{(I-57)}$$

Or, nous cherchons à connaître la tension de circuit ouvert ; on doit écrire $j = o$. On en tire

$$v_{(j=o)} = + \frac{kT}{e} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{j_\varphi}{j_{D_o}} \right) \qquad \text{(I-58)}$$

Dans le cas différent où le courant de génération est prépondérant, et pour les faibles valeurs de v (relation I-24), nous trouvons une expression semblable à I-58, où j_{D_o} est remplacé par j_{G_o} . On voit donc que $v_{(j=o)}$ est dans le cas général une grandeur qui tend vers quelques $\frac{kT}{q}$ lorsque l'éclairement devient grand . Par ailleurs, la condition $v < v_d$ est implicite dans I-58, car nous l'avons supposée pour le calcul de j_φ (fig. I-16-bis) .

Supposons que l'on ait :

$$j_\varphi \ll j_o \qquad \text{(I-59)}$$

La relation I-58 peut s'écrire alors, en première approximation :

$$v \# \frac{kT}{e} \quad \frac{j_\varphi}{j_o} \qquad \text{(I-60)}$$

mais implique la condition $v < \frac{kT}{e}$, c'est-à-dire, v inférieur à quelques centi-volts . Dans ces conditions, $v_{(j=o)}$ est proportionnel à j_φ , donc à l'éclairement .

On peut à présent étudier la variation de $v_{(j=o)}$ (I-60) en fonction de la température, pour un courant photoélectrique donné $j_\varphi \ll j_o$.

D'après (I-28), v est une fonction de T en $T^{-1/2} e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$, c'est-à-dire que v croît très vite lorsque la température s'abaisse, ou en d'autres termes, pour respecter la condition (I-59) et pourvu que K_λ ne soit pas très variable en fonction de T, l'éclairement qui produit une tension faible v spécifiée aux bornes d'une photodiode isolée est d'autant plus petit que la température est plus basse .

B. ETUDE EXPERIMENTALE

Elle consiste à étudier successivement, en fonction de la température et de la longueur d'onde, le courant photoélectrique et la tension de circuit ouvert .

1°) COURANT PHOTOELECTRIQUE

1. Principe de la mesure de K_λ

Supposons que la photodiode polarisée négativement reçoit un éclairement monochromatique $\mathcal{E}(\lambda)$. Le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps est

$$N_\lambda = \frac{\mathcal{E}(\lambda)}{h\nu} = \frac{\mathcal{E}(\lambda) \cdot \lambda}{hc}$$

Appelons S la surface éclairée sur la photodiode, et i_φ le courant photoélectrique qu'elle fournit sous l'action de ce rayonnement . $K(\lambda)$ est alors donné par :

$$K(\lambda) = \frac{i_\varphi}{e\, N_\lambda \cdot S} = \frac{hc}{e} \cdot \frac{i_\varphi}{\mathcal{E}(\lambda) \cdot \lambda \cdot S} \qquad \text{(I-61)}$$

A une longueur d'onde donnée λ , la réponse i_φ peut être considérée comme étant proportionnelle à l'éclairement $\mathcal{E}(\lambda)$. (Ceci est bien vérifié pour les éclairements faibles : $i_\varphi < i_o$) .

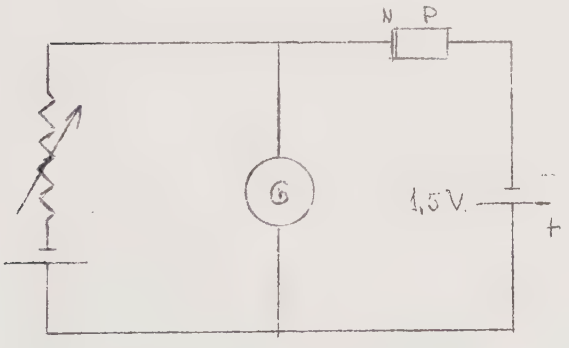


Figure I-18

La détermination de i_φ en valeur absolue a été faite en associant à la photodiode, un montage électrique de compensation du courant d'obscurité dans le galvanomètre étalonné représenté sur la figure I-18 .

La détermination en valeur absolue de l'éclairement énergétique $\mathcal{E}(\lambda)$ reçu par la diode a été faite en lui substituant une thermopile étalonnée . Ceci est faisable à l'extérieur du cryostat (fig. I-19), mais ne l'est plus lorsque la diode se trouve à l'intérieur de ce dernier. Pour tourner cette difficulté, nous nous servons de la photodiode à étudier pour déterminer l'éclairement qu'elle reçoit à l'intérieur du cryostat par la méthode suivante :

a) On détermine la réponse $K_o(\lambda)$ de la photodiode placée à l'extérieur du cryostat à la température ambiante T_o à l'aide du montage de la figure I-19 :

$$K_o(\lambda) = \frac{hc}{e} \frac{i_{o\varphi}}{\mathcal{E}_o(\lambda)\,\lambda \cdot S}$$

Le flux énergétique provenant du monochromateur est dirigé alternativement sur la photodiode et sur une thermopile étalonnée placées toutes deux à la même distance ℓ du miroir pivotant .

b) On introduit la photodiode dans le cryostat que l'on porte à la même température T_o . La mesure du courant photoélectrique i'_o donne l'éclairement $\mathcal{E}'_o(\lambda)$ de la photodiode à l'intérieur du cryostat :

$$\mathcal{E}'_o(\lambda) = \mathcal{E}_o(\lambda) \frac{i'_o}{i_o} \qquad \text{(I-62)}$$

c) $\mathcal{E}'_o(\lambda)$ étant indépendant de la température à laquelle nous portons le cryostat, nous pourrons déterminer $K_o(\lambda)$ à toute température .

La figure I-20 montre les mesures de $K(\lambda)$ ainsi faites sur la diode D_4 . Pour toutes les valeurs de la température que nous avons choisies, on observe un palier aux faibles longueurs d'onde, puis un maximum bien accusé et un seuil, la longueur d'onde de ces deux derniers se déplaçant vers de plus faibles valeurs lorsque nous abaissons la température .

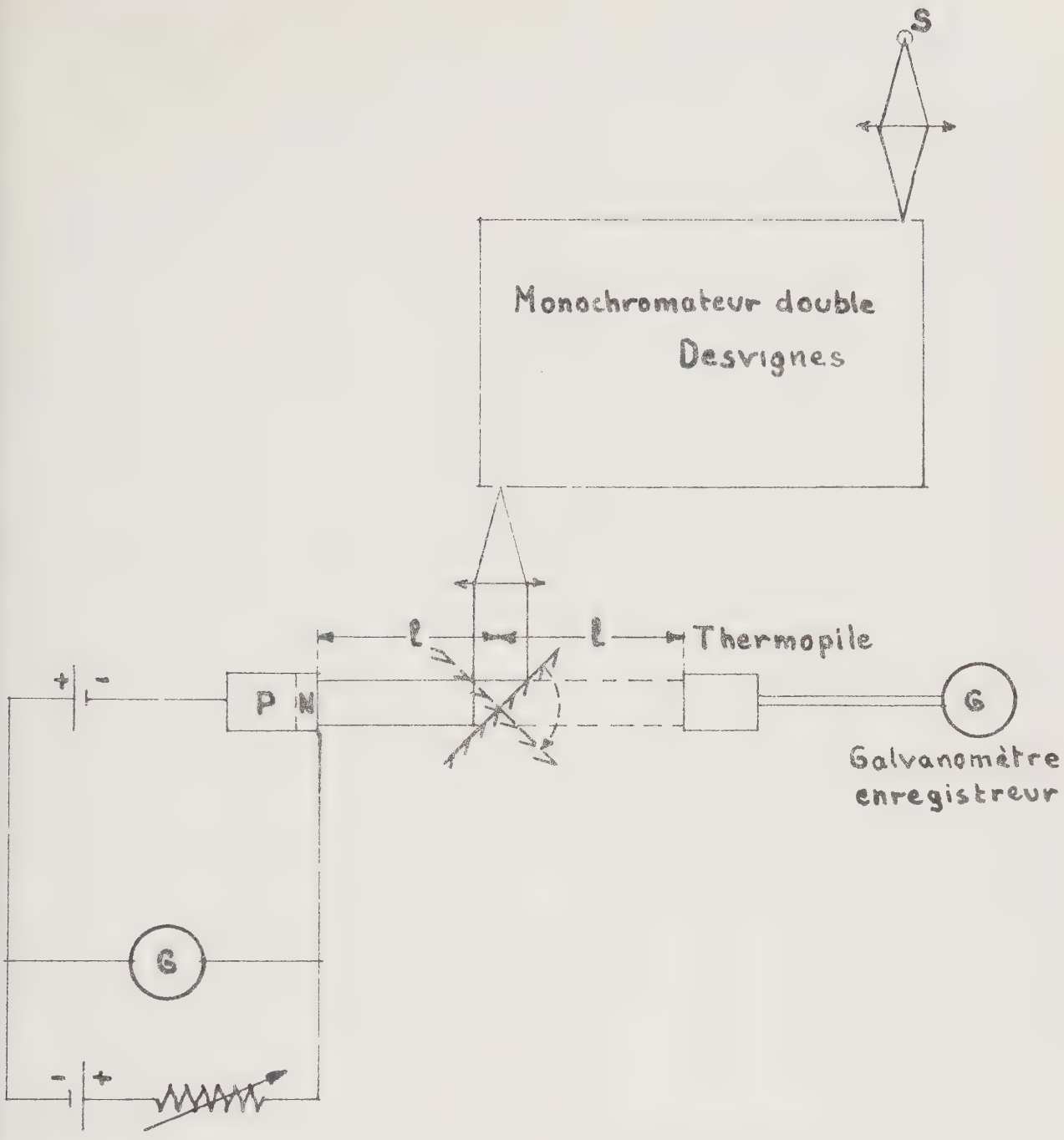

S
Monochromateur double
Desvignes
l
l
Thermopile
P
N
G
Galvanomètre
enregistreur
G

Figure I-19

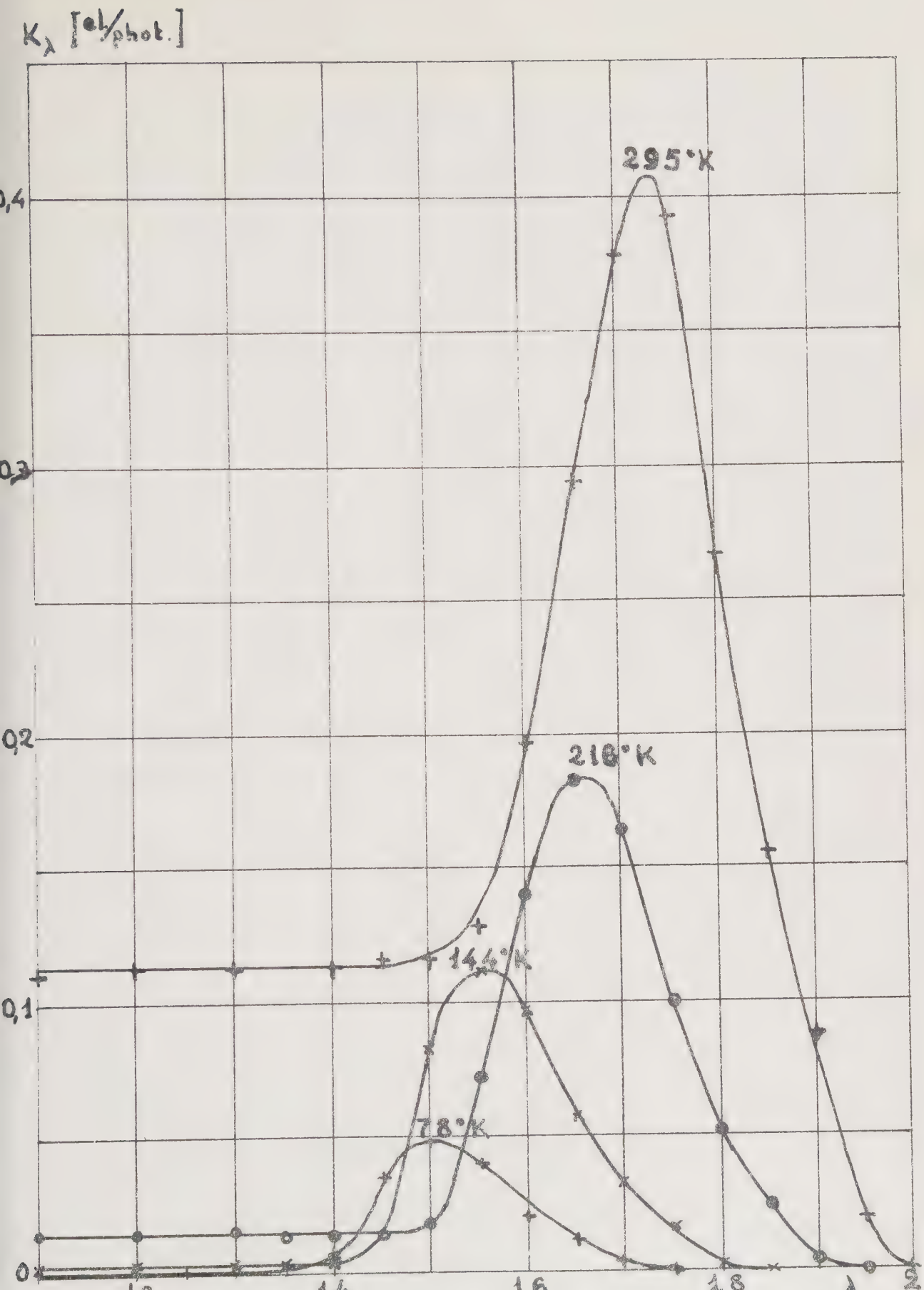


Figure I-20

2. Interprétation de ces résultats .

La relation (I-53) nous montre l'importance de deux paramètres principaux, qui interviennent par l'exponentielle $e^{-\alpha a}$.

1) L'épaisseur a de la couche N superficielle . Sa valeur n'est connue qu'avec une précision médiocre (environ 10%), car nous n'avions pas réalisé des jonctions suffisamment planes .

2) Le coefficient d'absorption optique α. Le problème est ici bien plus compliqué, car α est une fonction rapidement variable de la longueur d'onde λ et de la température T . Nous avons réuni et comparé la plupart des résultats de mesures publiés (figure I-21), auxquels nous avons ajouté une série de mesures que nous avons réalisée à la température ordinaire, et qui est en assez bon accord avec les précédentes, exception faite peut-être des mesures de DASH et NEWMANN .

Nous voyons donc que dans tout le domaine où $e^{-\alpha a}$ ne sera ni très grand, ni égal à l'unité, nous aurons une imprécision assez grande dans l'interprétation des mesures .

La relation I-53 nous montre que les grandeurs qui déterminent, par ailleurs, la réponse K_λ sont :

- L_p et L_n, longueurs de diffusion des trous dans la région N et des électrons dans la région P ;
- s_N vitesse de recombinaison superficielle de la région N, qui intervient dans $P_N = \frac{s_N L_p}{D_p}$.

Ces grandeurs sont mal connues en général, et surtout à des températures autres que la température ambiante . Il nous intéresse alors de les déterminer ici, et de voir ensuite si la théorie précédente se trouve justifiée par l'expérience .

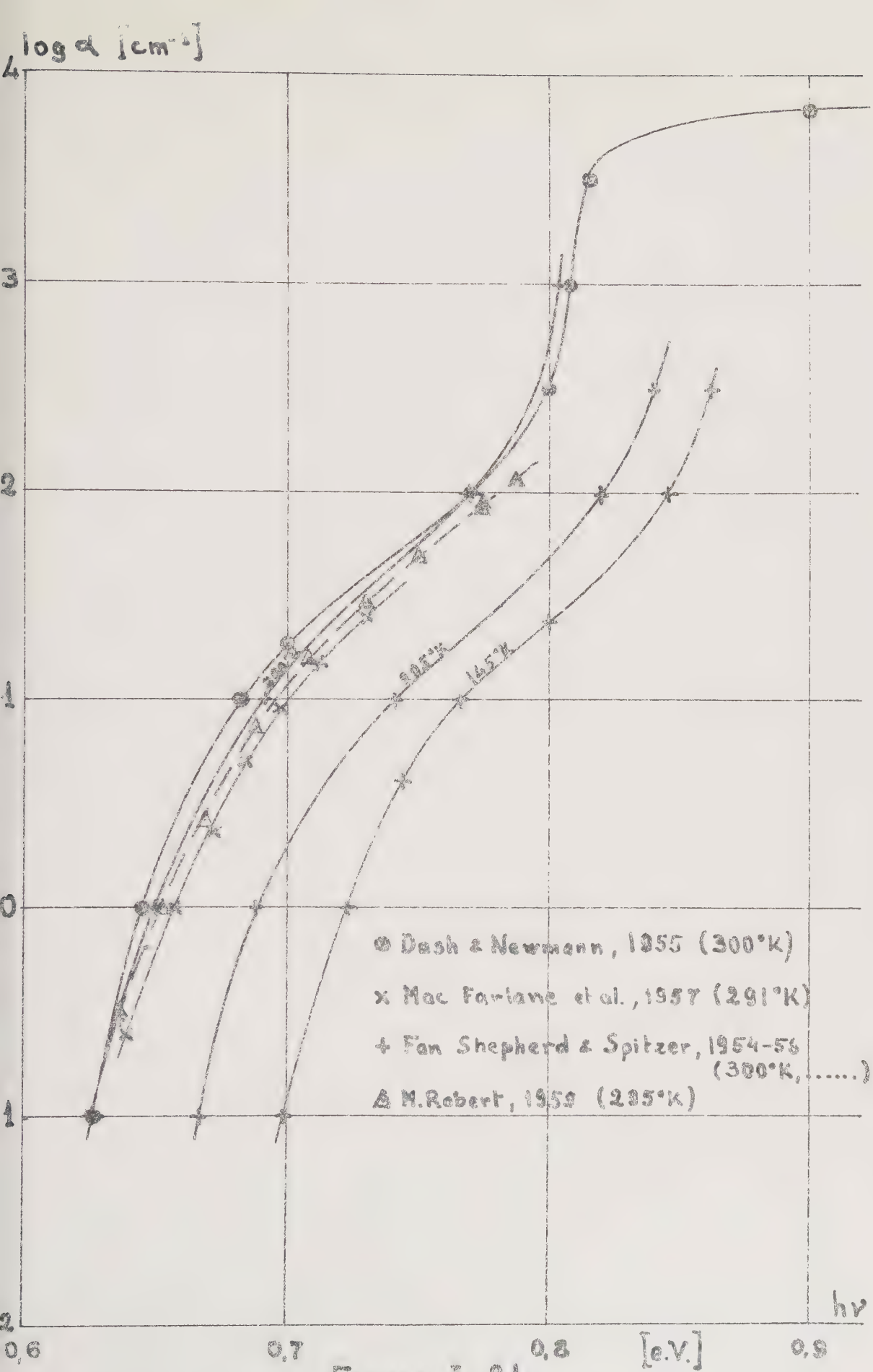

log α [cm⁻¹]
4
3
2
1
0
1
2
0,6
0,7
0,8
0,9
[e.V.]
hν
295°K
165°K
⊙ Dash & Newmann, 1955 (300°K)
× Mac Farlane et al., 1957 (291°K)
+ Fan Shepherd & Spitzer, 1954-56 (300°K, ...)
△ M. Robert, 1959 (295°K)

Figure I-21

Les constantes de diffusion D_p et D_n sont supposées connues ; on pourra donc déterminer les durées de vie τ_p et τ_n par les relations :

$$L_p = D_p \tau_p \quad ; \quad L_n = D_n \tau_n$$

Théoriquement, il nous suffira de choisir trois valeurs expérimentales de K_λ, à trois longueurs d'onde différentes λ_1, λ_2 et λ_3, et nous aurons ainsi trois relations nous permettant de déterminer les valeurs de L_p, s_N et L_n. En pratique, ce dépouillement est inextricable. On procède de la façon suivante :

a) La valeur $K_\lambda (\alpha = \infty)$, c'est-à-dire le palier des caractéristiques de la figure I-20, est une valeur bien connue, indépendante de λ. Elle nous donne (relation I-55) une première équation où interviennent seuls s_N et L_p.

b) On choisit une deuxième valeur de K_λ telle que l'influence de K_P par rapport à K_N soit encore négligeable (elle devient de plus en plus grande à mesure que α diminue, c'est-à-dire, à mesure que nous nous déplaçons vers les grandes longueurs d'onde). Il faut pour cela se placer au début de la remontée de K_λ. Nous avons alors une deuxième relation entre s_N et L_p qui nous permet avec la première, de déterminer ces deux grandeurs (cette détermination doit être faite graphiquement, au moyen du tracé préalable d'abaques).

c) Tout est connu à présent pour calculer K_N (relation I-47). On le fait alors point par point et on obtient, si la détermination graphique a été bien faite, une courbe qui coïncide avec K_λ expérimental dans son palier et dans le début de la remontée (figure I-22), et qui, pour les plus grandes longueurs d'onde, se trouve en-dessous

T = 296 °K

s_N = 3.010 cm/s ; L_p = 3,05 cm ; τ_p = 58 µs ; L_n = 0,027 cm

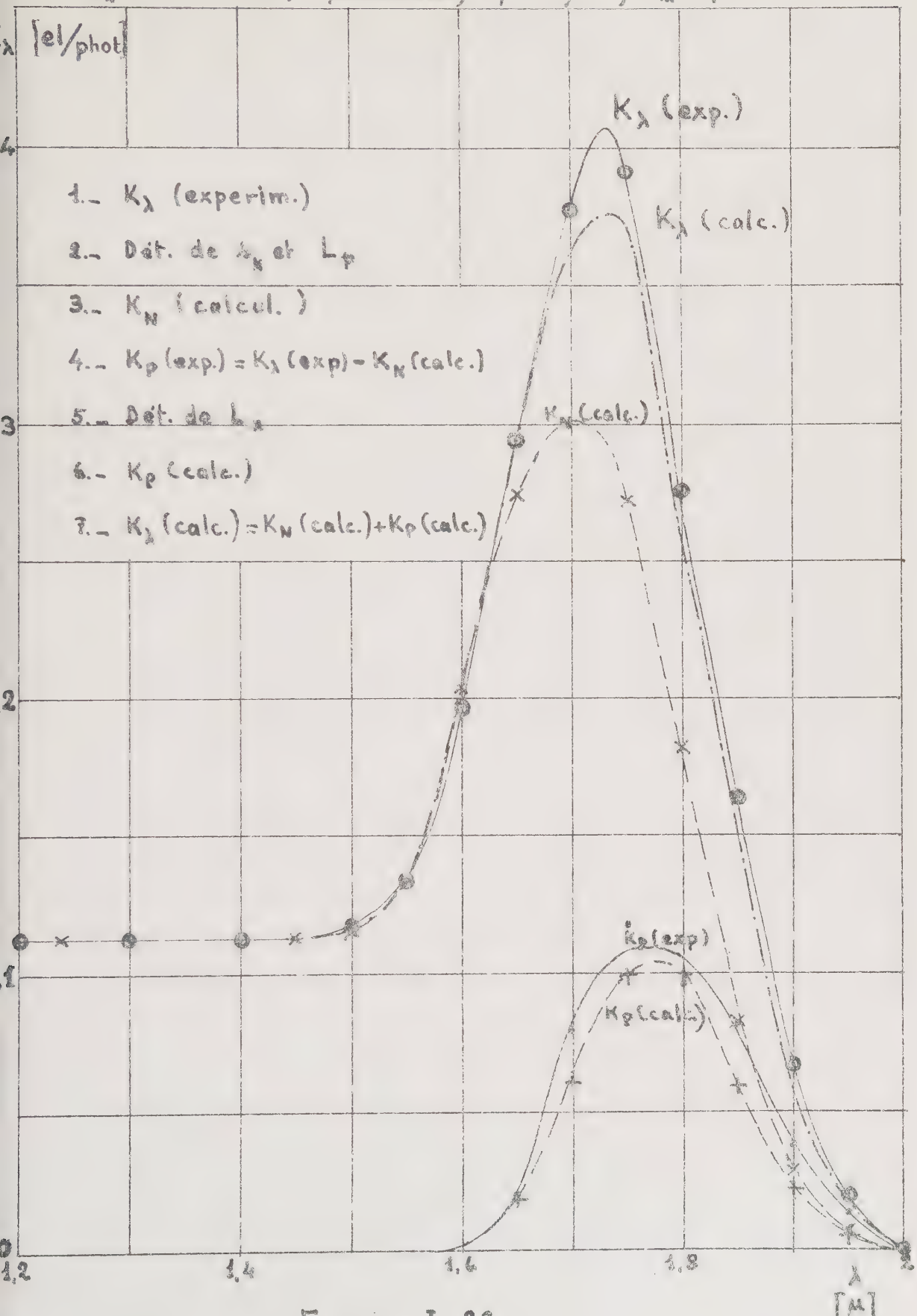


Figure I-22

d) La différence entre K_λ expérimental et K_N calculé nous donne les variations de K_P , dont un point quelconque suffit à déterminer L_n , et à tracer une nouvelle courbe de K_P entièrement calculée d'après I-51 .

e) La somme des ordonnées calculées de K_N et K_P doit nous donner une courbe de K_λ qui coïncide avec la courbe théorique, servant ainsi de vérification aux calculs précédents et en particulier à ladétermination de L_p , L_n et s_N . La figure I-22 montre que cette coïncidence des deux courbes de K_λ n'est en général pas parfaite, les imprécisions de dépouillement venant s'ajouter aux erreurs de mesure (les mesures spectro-énergétiques absolues sont difficiles à faire à mieux que 4% près) .

Nous avons ainsi une méthode nouvelle pour la détermination des constantes de recombinaison de surface et dans la masse du germanium d'une photodiode, en fonction de la température .

La figure I-23 montre le dépouillement réalisé avec la courbe de K_λ mesurée à la température T = 216°K . On y remarque l'augmentation de la recombinaison dans la masse (diminution de τ_p et de L_p) et la conservation de la vitesse de recombinaison superficielle, par rapport aux déterminations faites à la température ambiante . A plus basse température, le dépouillement devient plus imprécis, surtout à cause du coefficient d'absorption optique α , déterminé par interpolation des courbes de la figure I-21 . On peut cependant, donner les valeurs approximatives de s_N , τ_p et L_p que l'on a déduites dans un tableau en partie récapitulatif :

T °K	L_p cm	τ_p µs	s_N cm/s
296	0,05	58	3.000
216	0,015	4	2.700
172,5	0,015	2,5	10.000
144	0,015	1,75	30.000

T = 216 °K

λ_N = 2.690 cm/s ; L_p = 0,016 cm ; τ_p = 3,3 µs ; L_n = 0,03 cm

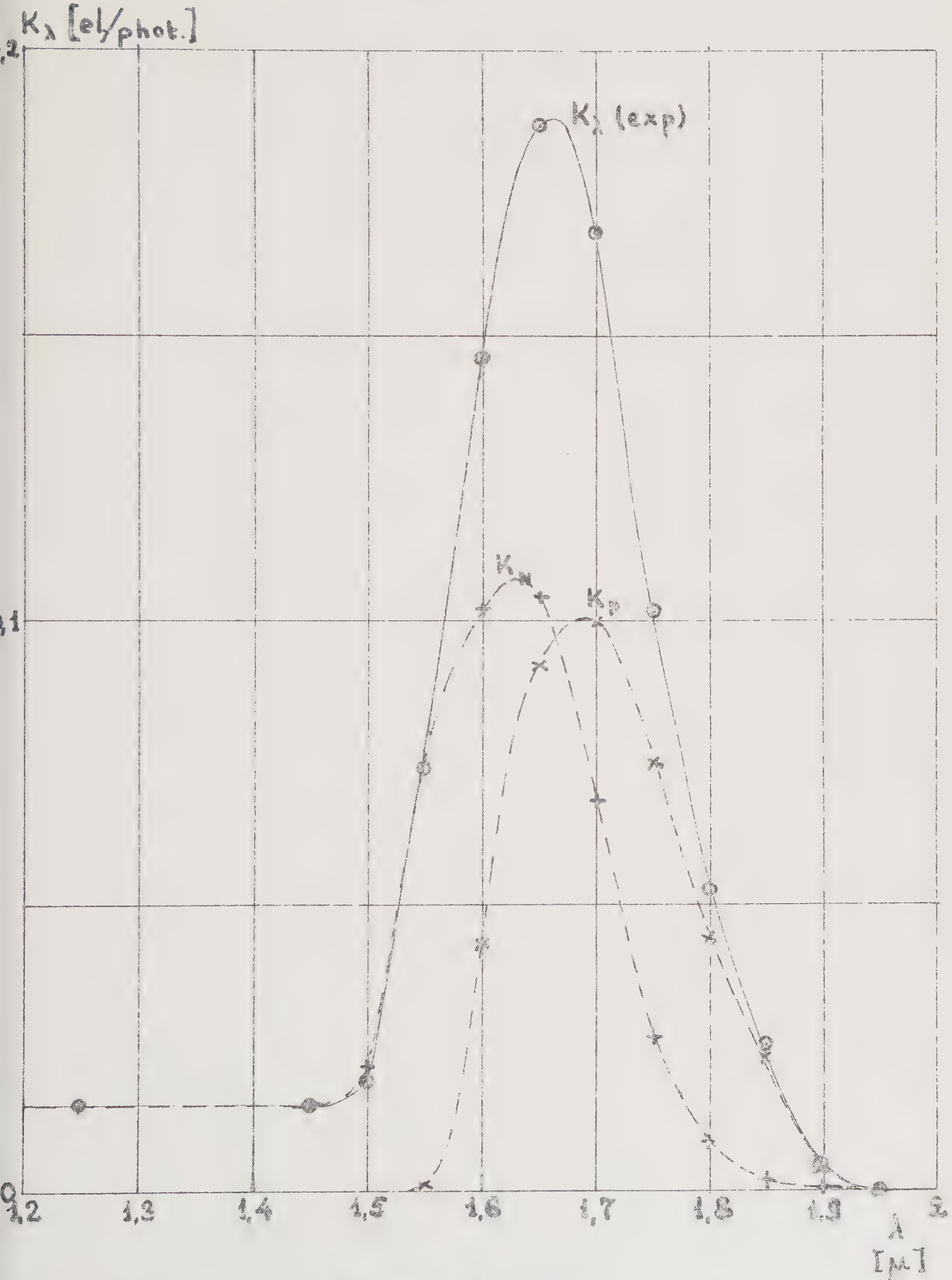


Figure I-23

Nous voyons dans les courbes de la fig. I-20, que cette augmentation des recombinaisons par le refroidissement entraîne surtout un afaissement de la valeur de K_λ aux faibles longueurs d'onde, en particulier pour le visible . Si donc la couche superficielle n'est pas suffisamment mince, la photodiode devient de plus en plus sélective à mesure que la température s'abaisse . Simultanément, le déplacement du seuil et du maximum de réponse vers les plus courtes longueurs d'onde est dû au même déplacement des courbes de α , ce qui provient de l'augmentation de la largeur de la bande interdite ΔE .

2°) TENSION DE CIRCUIT OUVERT $v_{(i=o)}$

Le montage de mesures est le même que précédemment, la tension étant mesurée à l'aide d'un millivoltmètre à haute impédance .

La figure I-24 montre les variations de $v_{(i=o)}$ avec l'éclairement, données par la relation (I-58), et explique la présentation des mesures expérimentales de la figure I-25 . Au cours des mesures il nous a fallu faire varier l'éclairement en fonction de la longueur d'onde et de la température, de façon telle que v reste mesurable ($v > 10^{-5}$ volt) et non saturé ($v < 10^{-1}$ volt) . Par contre, la figure I-25 présente les valeurs de v ramenées à un flux total sur la cellule de 10^{-9} watt . On y remarque la forte augmentation de v lorsque la température s'abaisse, le terme exponentiel $\frac{\Delta E}{2kT}$ dû à j_o l'emportant largement devant la diminution de K_λ .

Nous avons à présent les valeurs des principaux paramètres qui déterminent le comportement de nos photodiodes dans le domaine de température que nous nous sommes imposé, 300°K-78°K .

Prenons un exemple numérique qui, s'appuyant sur nos différentes mesures, nous permettra de présenter les valeurs des divers paramètres sur un même tableau, pour un flux incident total $\mathcal{C}_\lambda$. S de 10^{-9} watt à $\lambda = 1{,}6\ \mu$.

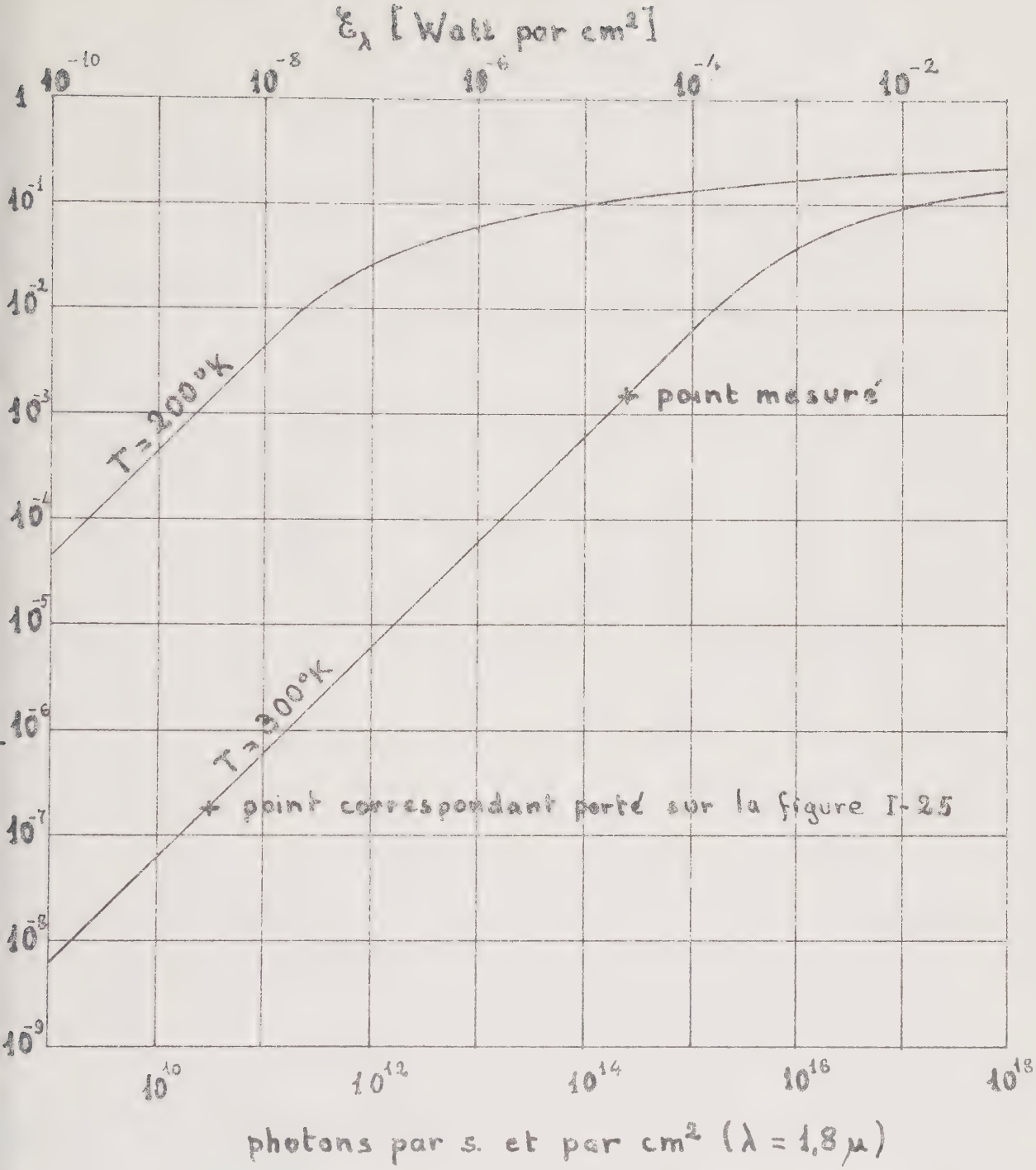

$\mathcal{E}_\lambda$ [Watt par cm²]
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
10^{-8}
10^{-6}
10^{-4}
10^{-2}
T = 200°K
T = 300°K
* point mesuré
* point correspondant porté sur la figure I-25
10^{10}
10^{12}
10^{14}
10^{16}
10^{18}
photons par s. et par cm² ($\lambda = 1{,}8\,\mu$)

Figure I-24

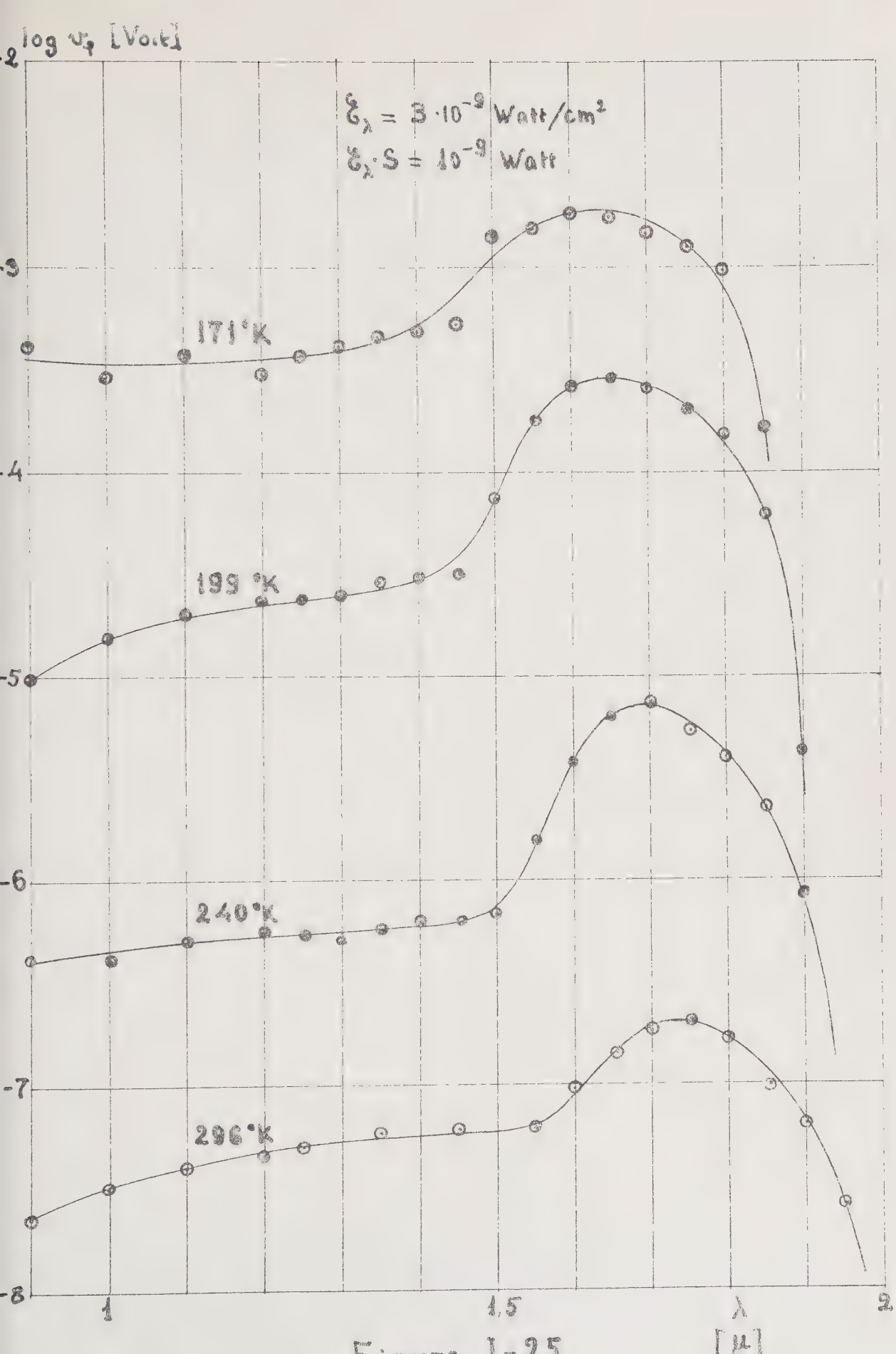

log v_y [Volt]
$\mathcal{E}_\lambda = 3 \cdot 10^{-9}$ Watt/cm²
$\mathcal{E}_\lambda \cdot S = 10^{-9}$ Watt
171°K
199 °K
240°K
296°K
-2
-3
-4
-5
-6
-7
-8
1
1,5
2
λ
[μ]

Figure 1-25

T =	300°K	250°K	200°K	150°K	100°K	78°K
$i_o = j_o S$ (Amp)	$7 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4{,}2 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-17}$	10^{-23}
i_φ (A)	$2{,}6 \cdot 10^{-10}$	$2{,}1 \cdot 10^{-10}$	$1{,}55 \cdot 10^{-10}$	$1{,}3 \cdot 10^{-10}$	$0{,}9 \cdot 10^{-10}$	$0{,}4 \cdot 10^{-10}$
$v_{(i=o)}$ (V)	$1{,}05 \cdot 10^{-7}$	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$	$1{,}05 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-2}$	0,215	0,215
$W_\varphi \# \frac{1}{2} i_\varphi \cdot v_{(i=o)}$	$2{,}7 \cdot 10^{-17}$	$3{,}15 \cdot 10^{-16}$	$1{,}6 \cdot 10^{-14}$	$2{,}6 \cdot 10^{-12}$	$1{,}9 \cdot 10^{-11}$	$8{,}6 \cdot 10^{-12}$
$W_\varphi \,/\, \mathcal{E}_\lambda \cdot S$	$2{,}7 \cdot 10^{-8}$	$3{,}15 \cdot 10^{-7}$	$1{,}6 \cdot 10^{-5}$	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	$1{,}9 \cdot 10^{-2}$	$8{,}6 \cdot 10^{-3}$

Dans ce tableau nous avons porté l'énergie $W_\varphi \# \frac{1}{2} i_\varphi \, v_{(i=o)}$ qui est approximativement égale à l'énergie photoélectrique utilisable ; nous y avons porté également le rapport $W_\varphi \,/\, \mathcal{E}_\lambda \cdot S$ de l'énergie utilisable sur l'énergie incidente .

Chapitre II

LE PHENOMENE D'ACCUMULATION

Dans une photodiode éclairée nous accumulons une charge électrique, donc de l'énergie électrique .

Dans le chapitre I nous avons rappelé ou calculé les expressions donnant les courants et tensions au sein d'une photodiode à l'équilibre . Pour connaître les charges accumulées, il est nécessaire de reprendre antièrement le calcul des caractéristiques courant-tension en régime transitoire [18] . Ce calcul conduit à des expressions intégrales, montrant qu'une jonction ne peut être assimilée à aucun ensemble d'éléments simples de circuits (résistances, capacités, self-inductance) . Dans le cas d'une jonction comme celle qui a été définie dans le chapitre I (figure I-17) et si on fait les simplifications suivantes :

$$a \gg L_p \qquad ; \qquad N_A \gg N_D$$

La relation F (j, v, t) est alors :

$$\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 = \frac{-N_D L_p}{e n_i^2 D_p} \int_{-\infty}^{t} \frac{\epsilon^{-\frac{(t-\tau)}{\tau_p}}}{\sqrt{\pi \tau_p (t-\tau)}} \left[-j(\tau) + j_\varphi + j_G(v(\tau)) + e\sqrt{\frac{\xi N_D}{2e}} \frac{1}{\sqrt{v_d - v}} \frac{dv}{d\tau} \right] d\tau \qquad \text{(II-1)}$$

où τ est une variable d'intégration

j_φ est le courant photoélectrique donné par la relation I-53

j_G est le courant de génération donné par la relation I-21

On peut montrer alors que l'application d'une tension v aux bornes d'une photodiode entraîne un "stockage" de charge et d'énergie sous deux formes très différentes :

a) séparation des charges + et - à l'intérieur de la couche désertée par un courant de déplacement, avec création d'un champ F et de charge d'espace ;

b) apparition d'un écart aux concentrations d'équilibre des électrons et des trous de part et d'autre de la couche désertée, sans création de charge d'espace .

On peut montrer également que l'une ou l'autre de ces deux formes de stockage d'énergie peut être négligée devant la deuxième suivant qu'on se trouve en polarisation inverse ($v < o$) ou en polarisation directe ($v > o$) . Cette considération va nous permettre de les traiter séparément .

1ère Partie .- LA PHOTODIODE ISOLEE [16]

A. CONDITIONS D'EQUILIBRE

Nous avons vu que, sous l'effet d'un éclairement $\mathcal{E}_\lambda$, une photodiode isolée prend une polarisation positive v_φ donnée par :

$$v_\varphi = \frac{kT}{e} \text{Log} \left[1 + \frac{i_\varphi}{i_o} \right] \qquad \text{(II-2)}$$

Tout se passe donc, du point de vue électrique, comme si la diode placée dans l'obscurité se trouvait polarisée par une différence de potentiel extérieure +v égale à v_φ (fig. II-1) . Nous sommes donc dans le cas b) (polarisation directe) .

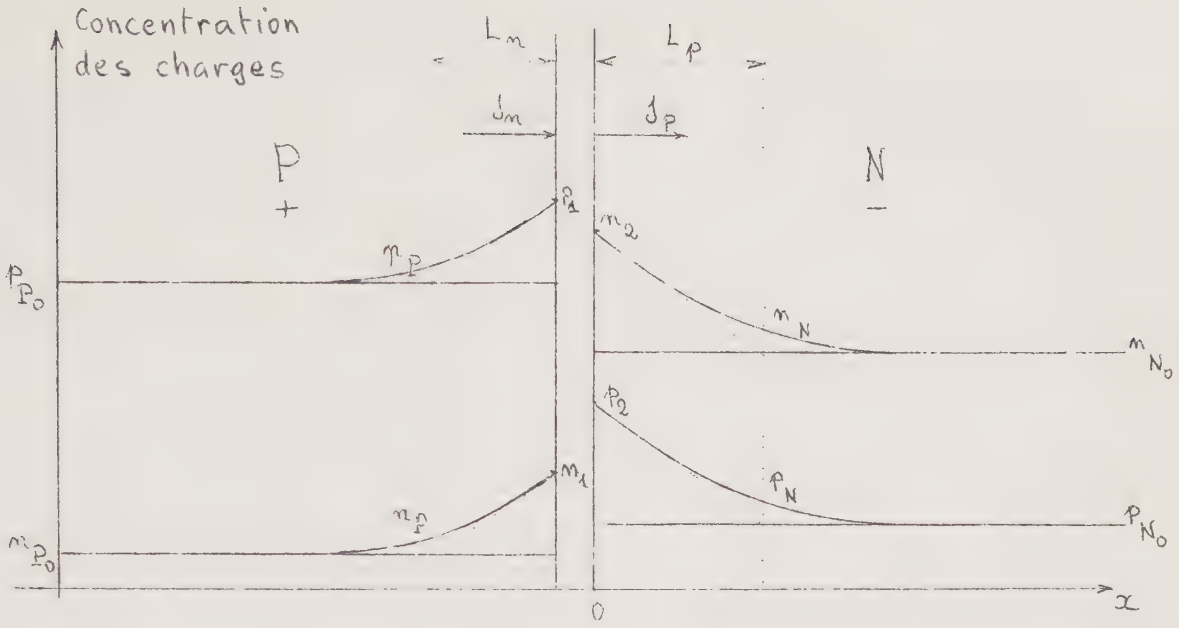


Fig. II-1

Calculons la charge excédentaire par unité de surface, par rapport à l'état d'équilibre, correspondant aux charges minoritaires injectées dans chaque milieu .

Milieu N : $$\frac{1}{S}\left(Q_{p_N} - Q_{p_{N_o}}\right) = e \int_o^{x \gg L_p} \left(p_N - p_{N_o}\right) dx \qquad \text{(II-3)}$$

or, $$p_N - p_{N_o} = (p_2 - p_{N_o}) \epsilon^{-\frac{x}{L_p}}$$

d'où $$\frac{1}{S}\left(Q_{p_N} - Q_{p_{N_o}}\right) = e\,(p_2 - p_{N_o})\,L_p$$

Nous avons par ailleurs (relation I-42)

$$p_2 \# p_{N_o}\, \epsilon^{\frac{ev}{kT}}$$

d'où $$\frac{1}{S}\left(Q_{p_N} - Q_{p_{N_o}}\right) = e\,L_p\,p_{N_o}\left[\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1\right] \qquad \text{(II-4)}$$

Pour les électrons dans la région P nous trouverions de même :

$$\frac{1}{S}\left(Q_{n_p} - Q_{n_{P_o}}\right) = e\,L_n\,n_{P_o}\left[\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1\right] \qquad \text{(II-5)}$$

La charge totale Q est alors :

$$Q = S \cdot e \cdot (L_p\, p_{N_o} + L_n\, n_{P_o}) \left[\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right] \qquad \text{(II-6)}$$

or : $p_{N_o} = \frac{n_i^2}{N_D}$; $n_{P_o} = \frac{n_i^2}{N_A}$

d'où : $$Q = S\, e\, n_i^2 \left[\frac{L_p}{N_D} + \frac{L_n}{N_A} \right] \cdot \left[\epsilon^{\frac{ev}{kT}} - 1 \right] \qquad \text{(II-7)}$$

Nous pouvons maintenant calculer la charge électrique correspondant aux porteurs minoritaires stockés de part et d'autre de la couche désertée dans une photodiode recevant un éclairement $\mathcal{E}_\lambda$ qui provoque un courant photoélectrique i_φ . Pour cela nous remplaçons dans II-7 la valeur de v_φ donnée par II-2 (ce qui revient à écrire $v = v_\varphi$ dans II-7.

$$Q = S\, e\, n_i^2 \left[\frac{L_p}{N_D} + \frac{L_n}{N_A} \right] \cdot \frac{i_\varphi}{i_o} \qquad \text{(II-8)}$$

Cette charge est d'autant plus grande que i_o est plus petit : au refroidissement i_o varie en $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ ou en $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ suivant que le courant de diffusion ou le courant de génération domine . Or n_i^2 varie en $\epsilon^{-\frac{\Delta E}{kT}}$: Q va décroître très vite au refroidissement si le courant de génération est prépondérant . Prenons donc pour commencer le cas le plus favorable, résolument optimiste, où le courant de diffusion est prépondérant et nous est donné par la relation I-17 (ceci est valable en toute rigueur à la température ambiante et au-dessus) .

$$i_o = j_o\, S = e\, n_i^2\, S \left[\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right]$$

d'où

$$Q_\varphi = \frac{\frac{L_p}{N_D} + \frac{L_n}{N_A}}{\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A}} \, i_\varphi \qquad \text{(II-9)}$$

a) si $N_A \gg N_D$ $\qquad Q_\varphi = \frac{L_p^2}{D_p} \, i_\varphi = \tau_p \, i_\varphi$

b) si $N_D \gg N_A$ $\qquad Q_\varphi = \frac{L_n^2}{D_n} \, i_\varphi = \tau_n \, i_\varphi$

nous écrirons donc : $\qquad Q_\varphi = \tau \, i_\varphi \qquad \text{(II-10)}$

en remarquant que τ est ici la durée de vie des charges minoritaires dans la région la moins dopée .

La relation II-10 nous montre que la charge totale accumulée dans une jonction isolée soumise à un éclairement constant est égale à la charge transportée par le courant photoélectrique de court - circuit que produirait ce même éclairement, pendant un temps égal à la durée de vie τ des charges minoritaires dans la région la moins dopée de la jonction . Rappelons encore que cette charge n'est pas une charge d'espace, car les hypothèses admises au départ supposent qu'en dehors de la couche désertée, les concentrations des porteurs majoritaires s'établissent en tout point de façon que la neutralité électrique soit vérifiée (fgi. II-1) .

Energie électrique accumulée .

Ce nouvel état d'équilibre contient une énergie supplémentaire, dont on peut faire le calcul rigoureux valable pour toute jonction [18] . Un raisonnement très simple conduit cependant au même résultat : dans l'état décrit par la figure II-2, tout se passe comme si on avait communiqué l'énergie ΔE égale à la largeur de la bande interdite, à un certain nombre d'électrons, créant ainsi des paires supplémentaires dont nous venons de calculer le nombre . L'énergie totale accumulée sera donc :

$$W_\varphi = \frac{Q_\varphi}{o} \Delta E \qquad \text{(II-11)}$$

Si on exprime le saut d'énergie en volts :

$$\Delta E = o \Delta V$$

l'énergie W_φ est donc, compte tenu de la relation II-10

$$W_\varphi = \tau i_\varphi \Delta V \qquad \text{(II-12)}$$

L'énergie accumulée dans une photodiode soumise à un éclairement constant est égale au produit du nombre total de charges minoritaires excédentaires par le saut d'énergie de la bande interdite ΔE .

B. ETABLISSEMENT DES CONDITIONS PRECEDENTES : REGIME TRANSITOIRE .

La relation II-1 nous montre qu'en première approximation, l'établissement d'un état d'équilibre introduit une constante de temps τ_n ou τ_p égale à la durée de vie des charges minoritaires dans la région la moins dopée de la photodiode .

$$Q(t) = Q_\infty \left(1 - \epsilon^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \text{(II-13)}$$

$$Q(t) = \tau i_\varphi \left(1 - \epsilon^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \text{(II-14)}$$

De même, pour l'énergie :

$$W(t) = \tau i_\varphi \Delta V \left(1 - \epsilon^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \text{(II-15)}$$

$$W_\varphi = \frac{Q_\varphi}{e} \Delta E \qquad \text{(II-11)}$$

Si on exprime le saut d'énergie en volts :

$$\Delta E = e \Delta V$$

l'énergie W_φ est donc, compte tenu de la relation II-10

$$W_\varphi = \tau i_\varphi \Delta V \qquad \text{(II-12)}$$

L'énergie accumulée dans une photodiode soumise à un éclairement constant est égale au produit du nombre total de charges minoritaires excédentaires par le saut d'énergie de la bande interdite ΔE .

B. ETABLISSEMENT DES CONDITIONS PRECEDENTES : REGIME TRANSITOIRE .

La relation II-1 nous montre qu'en première approximation, l'établissement d'un état d'équilibre introduit une constante de temps τ_n ou τ_p égale à la durée de vie des charges minoritaires dans la région la moins dopée de la photodiode .

$$Q(t) = Q_\infty \left(1 - \epsilon^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \text{(II-13)}$$

$$Q(t) = \tau i_\varphi \left(1 - \epsilon^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \text{(II-14)}$$

De même, pour l'énergie :

$$W(t) = \tau i_\varphi \Delta V \left(1 - \epsilon^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \text{(II-15)}$$

Nous avons vu (Introduction) que l'accumulation n'est intéressante pour les applications que lorsque la saturation n'est pas atteinte . Cette condition s'exprimera ici par :

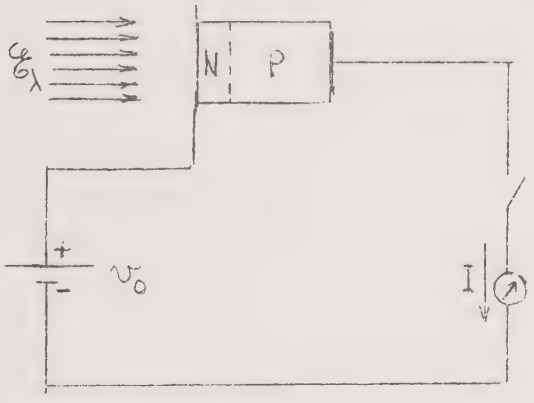
$$t_a < \tau$$

où t_a est la durée de l'accumulation, et τ la durée de vie dans le semiconducteur . Le Chapitre I nous a montré que les valeurs de τ dans nos diodes sont toujours comprises dans l'intervalle $10^{-6} < \tau < 10^{-4}$ seconde ; or, nous recherchons justement des temps d'accumulation longs : nous voyons donc que ce n'est pas la photodiode isolée qui nous fournira l'élément sensible que nous recherchons .

Remarque :

Des recherches non encore publiées (1) ont permis de mesurer sur du germanium refroidi, préparé par un procédé nouveau, des durées de vie τ de l'ordre de la seconde, résultat qui semble indiquer l'absence totale de dislocations dans le germanium . Il serait donc imprudent d'affirmer que cette première voie de solution est complètement dépourvue de possibilités d'applications .

2ème Partie .- LA PHOTODIODE POLARISEE NEGATIVEMENT



; Fig. II-2

Considérons le montage de la fig.II-2

1er cas $\mathcal{E} = o$ (photodiode dans l'obscurité) . Fixons les conditions initiales suivantes : la photodiode est d'abord isolée (circuit ouvert) et à l'état neutre (v=o) . A l'instant t=o on ferme le circuit : La tension v_o s'établit alors aux bornes de la photodiode, moyennant l'apport d'une charge Q_o .

P. Aigrain . Laboratoire Ecole Normale Supérieure .

Ce transport de charge est accusé par le galvanomètre, qui mesure un courant variable dont le front de montée est brusque et dont la décroissance est approximativement exponentielle et tend vers une valeur limite non nulle égale à i_o, courant inverse d'obscurité de la photodiode (Ce phénomène est après tout, peu différent de la charge d'un condensateur) .

Au bout d'un temps Δt suffisant pour atteindre l'état stationnaire décrit, nous ouvrons de nouveau le circuit . La photodiode, isolée, va se décharger progressivement par son courant interne i_o, que nous allons admettre indépendant de la tension v_o pour simplifier ce premier raisonnement . Le temps de décharge sera alors $t_{max} = \frac{Q_o}{i_o}$. Nous supposons que nous avons rendu i_o suffisamment petit, par refroidissement de la photodiode, pour que t_{max} soit très grand devant Δt .

Nous refermons le circuit au bout d'un temps t_a, de façon que la décharge n'ait pas eu le temps d'être complète ($t_a < t_{max}$) . Il passera alors dans le circuit pendant la nouvelle "impulsion" de durée Δt, un courant qui transportera la charge $q_o = i_o t_a$, égale à la charge perdue pendant le temps t_a (en toute rigueur nous devrions écrire $q_o = i_o \left[t_a + \Delta t \right]$,mais nous avions supposé $\Delta t \ll t_a$, ce qui justifie notre expression) .

<u>2° cas $\mathcal{E}_\lambda \neq 0$</u> . Le courant de décharge qui était, dans le cas précédent, i_o devient maintenant $i_o + i_\varphi$, i_φ étant, comme nous l'avons vu, proportionnel à l'éclairement $\mathcal{E}_\lambda$. Le raisonnement précédent reste valable tant que $(i_o + i_\varphi)\, t_a$ reste inférieur à Q_o . La charge Q mesurée par le circuit extérieur pendant le temps Δt est donc égale à :

$$Q = (i_o + i_\varphi)\, t_a \qquad (Q \leq Q_o)$$

Que se passe-t-il lorsque i_φ devient trop grand et que nous avons $(i_o + i_\varphi)\, t_a > Q_o$? Appelons alors t_ℓ le temps tel que

$$(i_o + i_\varphi)\, t_\ell = Q_o$$

Au bout du temps $t = t_\ell$ la photodiode est déchargée ($v=o$) ; nous nous retrouvons à partir de ce moment dans le cas de la première partie de ce Chapitre : la photodiode est déchargée, isolée, et soumise à un éclairement ; elle prendra donc une polarisation positive v_φ et une charge $\mathcal{Z} i_\varphi$ que nous avons calculées [illegible]
A l'impulsion suivante Δt, le circuit extérieur devra d'abord compenser la charge $\mathcal{Z} i_\varphi$ et apporter ensuite la charge Q_o . Si nous convenons que ces notations décrivent la charge en valeur absolue, le galvanomètre G accusera le passage d'une charge Q' donnée par

$$Q' = Q_o + \mathcal{Z} i_\varphi$$

Lorsque nous aurons calculé Q_o, nous verrons qu'en général $\mathcal{Z} i_\varphi$ peut être négligé devant Q_o, ce qui nous permettra d'affirmer que l'éclairement $\mathcal{E}_o$ qui produit un courant photoélectrique i_{φ_o} satisfaisant à la relation

$$(i_o + i_{\varphi o})\, t_a = Q_o$$

sature le phénomène d'accumulation .

Calculons Q_o dans le cadre des hypothèses simplifiées de la jonction. Q_o est la charge accumulée dans la couche "désertée" (fig. II-3) .

Nous avons :

$$\frac{1}{S} Q_T = \int_N d_N = \int_P d_P \qquad \text{(II-16)}$$

avec : $\int_N = e\, N_D$ et $d_N = \sqrt{\dfrac{2\,\varepsilon\,(v_d - v)}{e\, N_D \left(1 + \dfrac{N_D}{N_A}\right)}}$ (I-18)

d'où : $\dfrac{1}{S}\, Q_T = \sqrt{\dfrac{2e\,\varepsilon\, N_A N_D}{(N_A+N_D)}}\ \sqrt{v_d - v_o} = \dfrac{2\,\varepsilon}{d}\,(v_d - v_o)$ (II-17)

La charge totale Q_T présente dans la couche désertée de la photodiode dans ces conditions est égale à celle qu'aurait pris un condensateur plan à la tension $(v_d - v_o)$ dont les armatures se trouveraient à la distance d/2, d étant l'épaisseur de la couche désertée, et dans un milieu de constante diélectrique ε.

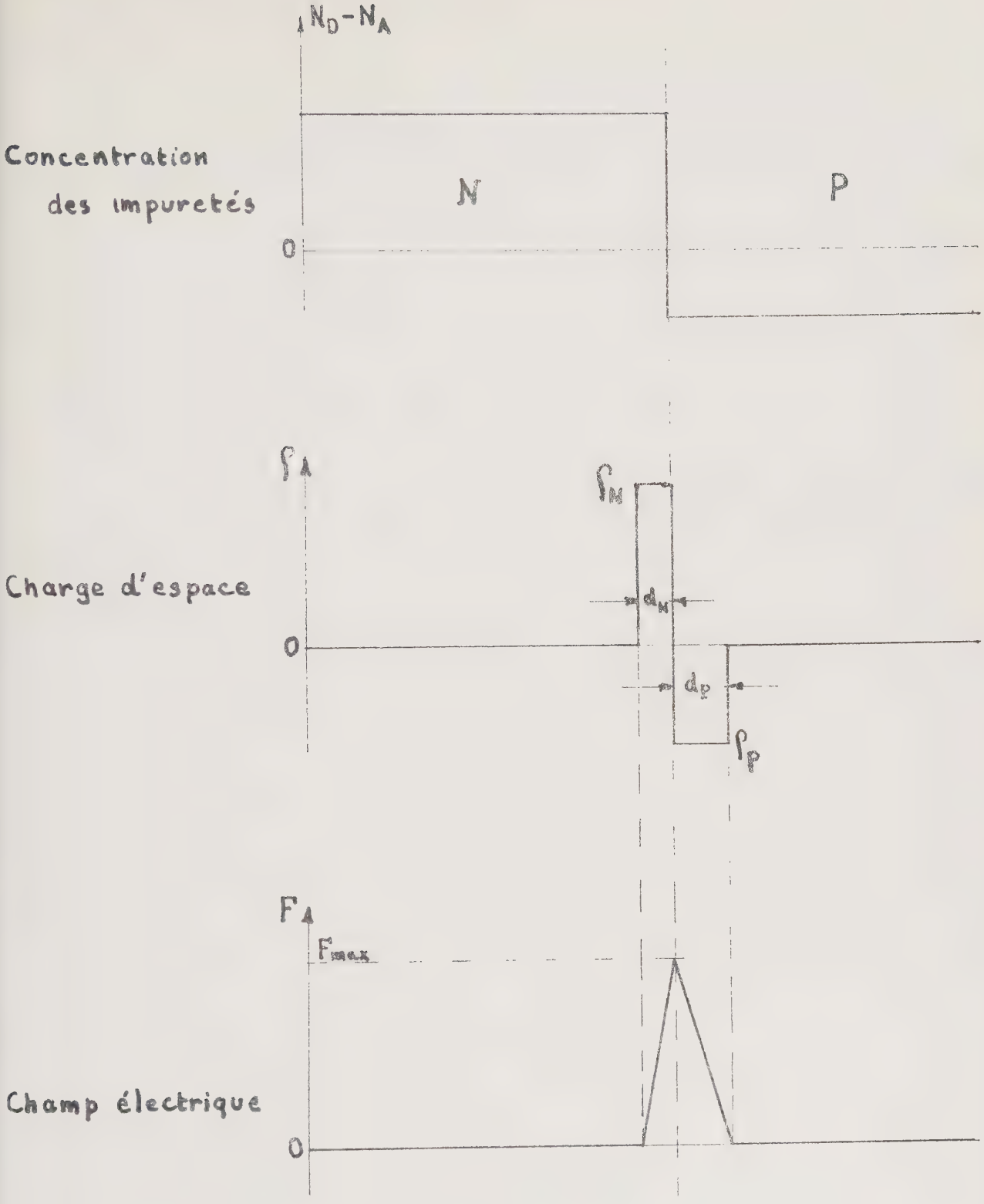

$N_D - N_A$
Concentration des impuretés
N
P
0
ρ_A
Charge d'espace
ρ_N
d_N
d_P
ρ_P
F_A
F_{max}
Champ électrique

Figure II-2

Si dans la relation II-17 nous faisons $v_o = o$ (photodiode isolée dans l'obscurité) nous trouvons une certaine valeur Q_i de la charge (initiale) .

$$\frac{1}{S} Q_i = \sqrt{\frac{2 e \varepsilon N_A N_D}{N_A + N_D}} \sqrt{v_d} \qquad \text{(II-18)}$$

La charge Q_o qui nous intéresse est donc la différence $Q_T - Q_i$:

$$\frac{1}{S} Q_o = \sqrt{\frac{2 e \varepsilon N_A N_D}{(N_A + N_D)}} \left[\sqrt{v_d - v_o} - \sqrt{v_d} \right] \qquad \text{(II-19)}$$

Remarquons que dans l'expression de Q_o se trouvent réunies justement les principales grandeurs qui dans une photodiode ne dépendent pas de la température .

Ordre de grandeur de Q_o

Calculons $\frac{Q_o}{S}$ pour deux valeurs de v_o : - 10 volts et - 30 volts avec les données déja utilisées dans le Chapitre I :

$$N_A = 10^{22}/m^3 \qquad N_D = 5 \cdot 10^{20}/m^3$$

et sachant que la permitivité relative ε_r du germanium est égale à 16

$$\frac{1}{S} Q_o = \sqrt{\frac{2 \times 1{,}6 \cdot 10^{-19} \times 16 \times 8{,}84 \cdot 10^{-12} \times 5 \cdot 10^{42}}{1{,}05 \times 10^{22}}} \left[\sqrt{v_d - v} - \sqrt{v_d} \right]$$

$$= 1{,}465 \cdot 10^{-4} \left[\sqrt{0{,}23 - v} - \sqrt{0{,}23} \right] \text{ Coulomb/m}^2$$

a) $v_o = -10$ volt $\qquad \frac{1}{S} Q_o = 4{,}0 \cdot 10^{-4}$ C/m^2

pour S = 0,333 cm^2 $\qquad Q_o = 1{,}33 \cdot 10^{-8}$ Coulomb

b) $v_o = -30$ volt $\qquad \frac{1}{S} Q_o = 7{,}65 \cdot 10^{-4}$ C/m^2

pour S = 0,333 cm^2 $\qquad Q_o = 2{,}55 \cdot 10^{-8}$ Coulomb

Montrons à présent que même pour des éclairements relativement forts, la charge τi_φ apportée à la photodiode isolée après le temps t_ℓ au bout duquel le courant de décharge $i_o + i_\varphi$ a utilisé toute la charge électrique Q_o présente au départ, reste petite devant ces valeurs de Q_o .

Donnons nous un éclairement $\mathcal{E}_\lambda$ de 2 watt/m^2 . Supposons $\lambda = 1,7$ et $K_\lambda = 0,5$. Le courant i_φ vaut alors (relation I-61), dans le cas actuel :

$$i_\varphi = \frac{e}{hc} K_\lambda \mathcal{E}_\lambda \lambda S$$

$$= \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,7 \cdot 10^{-6}}{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^{8}} \cdot 3,33 \cdot 10^{-5} = 4,56 \cdot 10^{-5} \text{ Ampère}$$

Supposons $\tau = 10^{-5}$ s

d'où : $\underline{\tau i_\varphi = 4,56 \cdot 10^{-10} \text{ Coulomb}}$

Cette valeur, pourtant obtenue avec un éclairement relativement fort, n'est que 2 à 3% de la charge Q_o . Si nous calculons la valeur limite de i_φ qui nous permet de négliger τi_φ devant Q_o avec une <u>erreur inférieure à 1%</u> pour des polarisations v_o supérieures à 5 volts, nous trouvons :

$$i_\varphi < 10^{-5} \text{ A} \qquad \text{(II-20)}$$

<u>Décharge de la photodiode</u> .- <u>Temps maximal d'accumulation</u> [17]

Lorsque le circuit est ouvert, la décharge est produite par un courant interne i donné par

$$i = i_o + i_\varphi$$

d'où : $$\frac{dQ}{dt} = i_o + i_\varphi \qquad \text{(II-21)}$$

relation valable depuis $Q = Q_o$, $(t = 0)$ jusqu'à $Q = 0$ avec une erreur que nous négligerons, en supposant réalisée la condition (II-20) .

Le temps de décharge t est donc :

$$t = \frac{Q_o}{i_o + i_\varphi} \qquad \text{(II-22)}$$

et le temps maximal d'accumulation s'obtient lorsque

$$i_\varphi \ll i_o ,$$

soit : $$t_{max} \# \frac{Q_o}{i_o} \qquad \text{(II-23)}$$

t_{max} varie donc en fonction de la température comme $\frac{1}{i_o}$, déja discuté dans le chapitre I : c'est-à-dire t_{max} croît en

$$T^{-3} \epsilon^{\frac{\Delta E}{2kT}}$$

lorsque la température s'abaisse .

Exemple numérique : Prenons des valeurs mesurées de i_o , avec des valeurs de v_o suffisamment faibles pour que n'apparaisse pas le phénomène de claquage doux .

Choisissons la diode D_6 (fig. I-12) et $v_o = -10$ volts ($Q_o = 1{,}5 \cdot 10^{-8}$ C)

pour T = 300°K $i_o = 6 \cdot 10^{-5}$ A $\quad t_{max} = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ s

T = 200°K $i_o = 4 \cdot 10^{-8}$ A $\quad t_{max} = 0{,}375$ s

T = 177°K $i_o = 2{,}5 \cdot 10^{-9}$ A $\quad t_{max} = 6$ s

pour D_2 (fig. I-11) et

T = 166°K $i_o = 3{,}5 \cdot 10^{-10}$, nous trouverions $t_{max} = 43$ s .

Variation de t_{max} en fonction de v_o

Le calcul précédent a supposé i_o constant en fonction de v_o , ce qui n'est pas le cas, car nous sommes en présence d'un courant de génération . Nous devons écrire alors (relation I-26 et I-19) :

$$i_o = A\,(v_d - v)^{1/2}$$

et $$Q_o = B\left[(v_d - v_o)^{1/2} - v_d^{1/2}\right]$$

$$t_{max} = \int_{Q_o}^{o} -\frac{dQ}{i_o} = T \int_{-v_o}^{o} \cdot \frac{dv}{v_d - v}$$

$$t_{max} = T \,\mathrm{Log}\, \frac{v_d - v_o}{v_d} \qquad \text{(II-24)}$$

Nous voyons donc qu'il y a peu à gagner sur la valeur de t_{max} en choisissant des valeurs de $-v_o$ très grandes . Cependant, nous verrons plus tard que pour d'autres raisons il est nécessaire que $-v_o$ soit au moins de l'ordre de grandeur de 5 à 10 volts .

Réponses du montage d'accumulation
en fonction de l'éclairement reçu, supposé constant .

Nous nous intéresserons principalement à la charge électrique présente dans chaque impulsion de durée Δt, et nous calculerons également la différence de potentiel et l'énergie électrique disponibles, afin d'établir une comparaison complète avec le montage étudié dans la première partie du présent chapitre .

a) Charge électrique accumulée

Nous choisissons un temps d'accumulation $t_a < t_{max}$, au bout duquel nous fermons le circuit pendant le temps Δt ($\Delta t \ll t_a$) . Nous avons déja vu que la charge fournie alors à la photodiode vaut

$$Q = (i_o + i_\varphi)\, t_a$$

Nous avons appelé q_o la fraction $i_o \cdot t_a$ de Q qui est due au courant propre à la jonction dans l'obscurité : la réponse proprement dite est alors :

$$Q_\varphi = Q - q_o = i_\varphi\, t_a \qquad \text{(II-25)}$$

La valeur maximale de Q_φ est donc :

$$(Q_\varphi)_{max} = Q_o - q_o \qquad \text{(II-26)}$$

Au-delà de cette valeur il n'y a plus de décharge possible .

La figure II-4 montre l'allure théorique du phénomène . v_o et t_a étant fixés, il existe un éclairement $\mathcal{E}_{max}$ juste suffisant pour décharger complètement la photodiode .

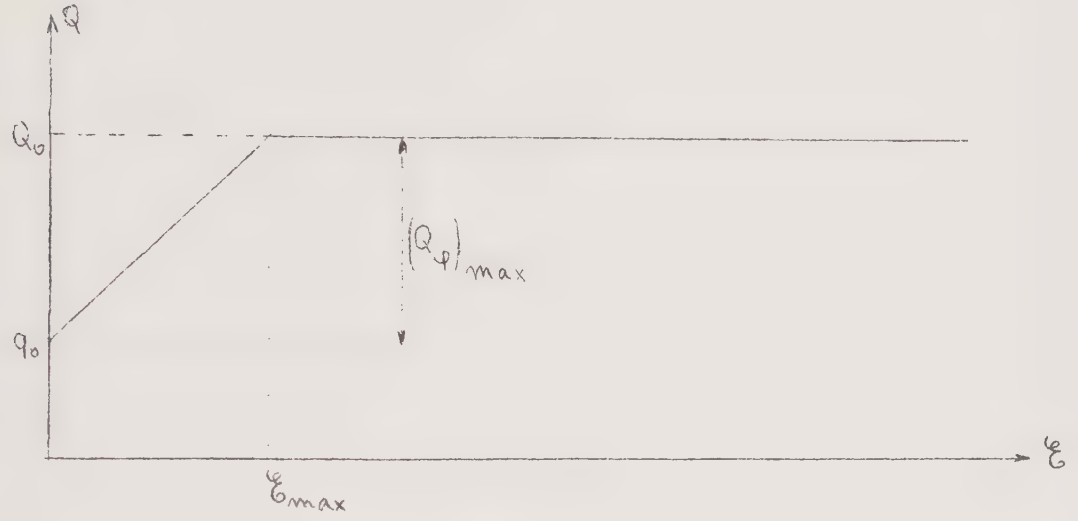


Figure II-4

Nous comprenons à présent une des raisons qui font que v_o ne doit pas être trop petit, si nous ne voulons pas écrêter le signal pour des valeurs de $\mathcal{E}_{max}$ trop petites . En effet, Q_o et q_o sont des fonctions de $(v_d - v_o)^{1/2}$; leur différence Q_{max} le sera donc aussi :

$$Q_{max} \propto (v_d - v_o)^{1/2} \qquad \text{(II-27)}$$

Par ailleurs, la relation (II-25) $Q_\varphi = i_\varphi t_a$ nous montre que la charge Q est proportionnelle à l'éclairement ($i_\varphi \propto \mathcal{E}$) et au temps d'accumulation t_a , que nous choisirons donc le plus long possible pour la mesure d'un éclairement moyen $\mathcal{E}_\lambda$.(En fait, ce que nous mesurons est l'énergie incidente, c'est-à-dire le produit $\mathcal{E}_\lambda S\ t_a$ et cettemesure est indépendante de t_a) .

•) Différence de potentiel photoélectrique

Reprenons la relation (II-19) qui nous donne la charge Q que nous avons apportée à la photodiode pour établir la différence de potentiel observable -v à ses bornes

$$Q = S\sqrt{\frac{2\,\varepsilon\,\varepsilon N_A N_D}{(N_A+N_D)}}\left[\sqrt{v_d-v} - \sqrt{v_d}\right]$$

Ecrivons, en appelant

$$M = S\sqrt{\frac{2\,\varepsilon\,\varepsilon N_A N_D}{(N_A+N_D)}} \qquad \text{(II-28)}$$

la relation précédente dans trois cas :

1.- au début du temps d'accumulation, origine des temps ($t=o$; $v=v_o$)

$$Q_o = M\left[\sqrt{v_d-v_o} - \sqrt{v_d}\right] \qquad \text{(II-29)}$$

2.- pour $t = t_a$ lorsque $\mathcal{E}_\lambda = o$ $(v = v_1)$

$$Q_1 = M\left[\sqrt{v_d-v_1} - \sqrt{v_d}\right] \qquad \text{(II-30)}$$

3.- pour $t = t_a$ lorsque $\mathcal{E}_\lambda \neq o$ $(v = v_2)$

$$Q_2 = M\left[\sqrt{v_d - v_2} - \sqrt{v_d}\right] \qquad \text{(II-31)}$$

Nous voulons calculer $v_\varphi = v_2 - v_1$, qui est la différence de potentiel due à l'éclairement .

Nous avons :

$$Q_o - Q_1 = + q_o = + i_o\, t_a \qquad \text{(II-32)}$$

$$Q_o - Q_2 = + (Q_\varphi + q_o) = + (i_o + i_\varphi)\, t_a \qquad \text{(II-33)}$$

Des relations II-29, II-30 et II-32 nous tirons :

$$M\left[\sqrt{v_d-v_o} - \sqrt{v_d-v_1}\right] = + i_o\, t_a \qquad \text{(II-34)}$$

ce qui nous donne :

$$v_d-v_1 = \frac{i_o^2\, t_a^2}{M^2} + v_d-v_o - \frac{2}{M}\, i_o\, t_a \sqrt{v_d-v_o} \qquad \text{(II-35)}$$

On obtient de même, à partir des relations II-29, II-31 et II-33,

$$v_d-v_2 = \frac{(i_o+i_\varphi)^2\, t_a^2}{M^2} + v_d-v_o - \frac{2}{M}\,(i_o+i_\varphi)\, t_a \sqrt{v_d-v_o} \qquad \text{(II-36)}$$

Finalement, en faisant la différence entre II-35 et II-36, nous obtenons :

$$v_\varphi = v_2 - v_1 = \frac{i_\varphi t_a}{M}\left[-\frac{i_\varphi t_a}{M} - \frac{2 i_o t_a}{M} + 2\sqrt{v_d - v_o}\right] \qquad (II-37)$$

D'après II-17 et II-28 nous pouvons écrire :

$$\sqrt{v_d - v_o} = \frac{Q_T}{M}$$

v_φ peut donc être exprimé autrement, de façon plus claire

$$v_\varphi = 2\frac{Q_\varphi}{M}\left[\frac{Q_T}{M} - \frac{q_o}{M} - \frac{1}{2}\frac{Q_\varphi}{M}\right] \qquad (II-39)$$

Cette relation nous montre que v_φ est une fonction parabolique de l'éclairement $\mathcal{E}_\lambda$ (Q_φ est proportionnel à $\mathcal{E}_\lambda$) .

Pour les faibles éclairements ($Q_\varphi \ll Q_T$), cette expression se simplifie et nous obtenons :

$$v_\varphi \# 2\frac{Q_\varphi}{M}\left[\frac{Q_T}{M} - \frac{q_o}{M}\right] \qquad (II- \ )$$

Dans ce dernier cas, la différence de potentiel v_φ est proportionnelle à l'éclairement $\mathcal{E}_\lambda$.

Influence de la température T

Dans la relation II-39, seul le terme $q_o = i_o t_a$ dépend directement de la température par le courant d'obscurité i_o . Mais si nous admettons que nous sommes libres de choisir la valeur du temps d'accumulation t_a qui nous convient, la relation II-23 nous montre que la valeur maximale permise pour t_a (t_{max}) est inversement proportionnelle à i_o ; dans ces conditions, le terme Q_φ est donc lui aussi une fonction de la température .

Remarquons qu'à une température donnée T, la valeur de v_φ passe par un maximum pour une valeur $(t_a)_{opt}$ du temps d'accumulation, que nous allons déterminer .

Reprenons la relation II-47

$$v_\varphi \# 2 \frac{i_\varphi t_a}{M} \left[\frac{Q_T}{M} - \frac{i_o t_a}{M} \right]$$

$$\frac{dv_\varphi}{d t_a} = 0 \text{ donne}$$

$$2 \frac{i_\varphi Q_T}{M^2} - \frac{4 i_\varphi i_o (t_a)_{opt}}{M^2} = 0$$

d'où : $$i_o (t_a)_{opt} = \frac{Q_T}{2} \qquad \text{II-46}$$

La dérivée seconde $\frac{d^2 v_\varphi}{d t_a^2}$ est négative, ce qui prouve qu'il s'agit bien d'un maximum (cela est d'ailleurs physiquement évident) .

La relation II-40 nous montre que la recherche du maximum de v_φ conduit à choisir un temps d'accumulation t_a , en fonction de la température, inversement proportionnel au courant inverse d'obscurité i_o et tel que <u>la décharge produite par le courant d'obscurité seul utilise la moitié de la charge disponible Q_T dans la photodiode polarisée par la tension $- v_o$</u>

Si nous introduisons la valeur de $(t_a)_{opt}$ dans la relation II-35, nous obtiendrons

$$(v_\varphi)_{max} = \frac{1}{2} \frac{i_\varphi}{i_o} \left(\frac{Q_T}{M} \right)^2$$

D'après I-20, nous voyons donc que $(v_\varphi)_{max}$ est une fonction de la température en

$$T^{-3/2} \epsilon^{\frac{\Delta E}{2kT}}$$

c'est-à-dire que v_φ augmente très rapidement lorsque la température T s'abaisse, pourvu que nous soyons libres de choisir à chaque température la valeur optimale du temps d'accumulation .

Si, par contre, t_a nous est imposé, nous n'aurons intérêt à refroidir que jusqu'à ce que le terme $q_o = i_o\, t_a$ devienne négligeable devant Q_T dans la relation II-39 .

Nous pouvons exprimer, finalement, $(v_\varphi)_{max}$ en fonction de $(t_a)_{opt}$. Nous obtenons dans ce cas :

$$(v_\varphi)_{max} = \frac{i_\varphi\,(t_a)_{opt}}{M}\ \sqrt{v_d - v_o} \qquad \text{(II-41)}$$

Influence de la tension $-v_o$

Les relations II-39 et II-41 nous montrent que $v_2 - v_1$ varie proportionnellement à $\sqrt{v_d - v_o}$, car aux basses températures qui nous intéressent, le courant inverse i_o est un courant de génération qui varie proportionnellement à $\sqrt{v_d - v_o}$ (relations I-26 et I-19) pour une jonction abrupte . Nous aurons donc intérêt à choisir des valeurs élevées de $-v_o$, dans la mesure où nous n'atteindrons pas la région de claquage doux ou d'effet avalanche (rappelons ici que ces phénomènes de claquage se présentent pour des tensions $-v_o$ d'autant plus faibles que la température T est plus basse, ce qui est une des raisons nous limitant du côté des basses températures, alors que le phénomène étudié superficiellement semble indiquer que nous avons intérêt à refroidir indéfiniment) .

Ordre de grandeur de v_φ

Prenons $i_\varphi = 10^{-9}$ Ampère (ce qui correspond à un flux incident de 10^{-9} Watt environ), t_a = 1 seconde, ce qui est facilement réalisable, et $-v_o$ = - 10 volts .

Nous trouvons alors, d'après II-41

$$v_\varphi \# \frac{10^{-9} \cdot 1}{4{,}8 \cdot 10^{-9}} \sqrt{10 + 0{,}23} = \underline{0{,}67 \text{ volt}}$$

c) Energie accumulée W_φ

Si nous admettons que les éclairements sont faibles, v_φ restera petit devant v_1 et le calcul de W_φ devient alors très simple :

$$W_\varphi = \int_{v_1}^{v_2} Q \, dv \# Q_\varphi v_\varphi \qquad (II-42)$$

Les discussions précédentes s'appliquent donc à l'énergie accumulée . Il est intéressant, cependant, de connaître la valeur du rapport η entre cette énergie W_φ et l'énergie rayonnante incidente $\mathcal{E}_\lambda S \, t_a$.

$$\eta = \frac{Q_\varphi v_\varphi}{\mathcal{E}_\lambda S \, t_a} = \frac{i_\varphi t_a v_\varphi}{\mathcal{E}_\lambda S \, t_a} = \frac{i_\varphi v_\varphi}{\mathcal{E}_\lambda S} \qquad (II-43)$$

D'après I-61, i_φ est donné par :

$$i_\varphi = \frac{e}{hc} K_\lambda \mathcal{E}_\lambda \lambda S$$

d'où : $$\eta = \frac{e}{hc} \lambda K_\lambda v_\varphi \qquad (II-44)$$

Cette relation nous montre l'importance de la discussion précédente sur la valeur de v_φ , car cette dernière s'applique directement au "rendement" η , qui passera lui aussi par un maximum pour la valeur de t_a que nous avons déterminée (relation II-40) .

Pour terminer cette étude théorique, dressons un tableau contenant les principales expressions que nous avons établies, ainsi que les valeurs numériques que nous obtiendrons à partir des données suivantes :

$\underline{T = 190°K}$, qui nous donne $\underline{i_o = 7,5 \cdot 10^{-9} \text{Ampère}}$

$\underline{- v_o = 10 \text{ volts}}$ détermine Q_T, donc $\underline{(t_a)_{opt} = 1 \text{ s}}$

$\underline{\mathcal{E}_\lambda S = 10^{-9} \text{Watt}}$ ($\mathcal{E}_\lambda \cdot S \cdot t_a = 10^{-9}$ Joule) ; $K = 0,5$; $\lambda = 1,7 \mu$

nous donne : $\underline{i_\varphi = 6,84 \cdot 10^{-10} \text{Ampère}}$

Donnons nous aussi $\underline{\tau = 10^{-5} \text{s}}$.

Nous pouvons donc calculer les valeurs de Q_φ , v_φ , W_φ et η dans les deux cas de montage étudiés : a) la photodiode isolée, b) la photodiode en polarisation inverse .

	a photodiode isolée	b photodiode en polarisation inverse
Charge électrique Q_φ	$\mathcal{G} i_\varphi$ $6{,}84 \cdot 10^{-15}$ Coulomb	$i_\varphi t_a$ $6{,}84 \cdot 10^{-10}$ Coulomb
Différence de potentiel v_φ	$\frac{kT}{e} \frac{i_\varphi}{i_o}$ $2{,}35 \cdot 10^{-3}$ Volt	$2 \frac{i_\varphi t_a}{S\left(\frac{2e\varepsilon N_A N_D}{N_A+N_D}\right)^{\frac{1}{2}}}\left[\sqrt{v_d - v_o} - \frac{i_o t_a}{S\left(\frac{2e\varepsilon N_A N_D}{N_A+N_D}\right)^{\frac{1}{2}}}\right]$ 0,45 Volt
Energie électrique W_φ	$\mathcal{G} i_\varphi \Delta V$ $4{,}8 \cdot 10^{-15}$ Joule	$2 \frac{i_\varphi^2 t_a^2}{S\left(\frac{2e\varepsilon N_A N_D}{N_A+N_D}\right)^{\frac{1}{2}}}\left[\sqrt{v_d - v_o} - \frac{i_o t_a}{S\left(\frac{2e\varepsilon N_A N_D}{N_A+N_D}\right)^{\frac{1}{2}}}\right]$ $3{,}1 \cdot 10^{-10}$ Joule
$\eta = \frac{W_\varphi}{\mathcal{G}_\lambda S t_a}$	$4{,}8 \cdot 10^{-6}$	0,31

Ces résultats se passent presque de commentaire . L'inefficacité du premier montage apparaît de façon frappante, alors que le rendement du second est à peine inférieur au rendement maximal théorique donné par

$$\eta_{th} = \frac{K_\lambda \Delta E}{h \nu} = \frac{0{,}5 \times 0{,}69}{0{,}73} = 0{,}47$$

La présente étude théorique serait terminée s'il ne nous était pas indispensable de connaître la "détectivité" ainsi réalisée (rapport signal/bruit) ; cette étude fait partie du Chapitre III du présent mémoire .

3ème Partie .- ETUDE EXPERIMENTALE

Elle a pour objet la mise en évidence de l'accumulation, et la mesure de la relation $Q_o = f(-v_o, T)$, seule inconnue au point de vue expérimental, parmi les grandeurs qui interviennent dans l'exposé précédent .

Le montage répond au schéma de la figure II-5 .

Un tube à vide réalise une commutation électronique commandée par un générateur à impulsions : les impulsions ont une durée Δt et une fréquence $f = \frac{1}{t_a}$. Pendant les impulsions, le faisceau électronique, dont l'intensité I_{c1} est commandée par la tension ajustable $V_{A\,1}$, charge la photodiode en portant la région P au potentiel de la cathode (potentiel zéro) . Le courant de charge traverse également la résistance série R_s, aux bornes de laquelle nous pouvons le mesurer à l'aide d'un oscillographe cathodique dont le balayage horizontal est synchronisé par le générateur à impulsions .

La diode et le tube à vide, formant un seul ensemble, se trouvent à l'intérieur du réservoir thermométrique du cryostat ; la diode peut être éclairée de l'extérieur .

Les principaux paramètres qui déterminent le phénomène sont donc :

1.- T (°K) : Température de la diode
2.- $\mathcal{E}_\lambda$: Eclairement reçu par la diode (et sa longueur d'onde λ)
3.- v_o : Tension en série dans le circuit de la diode
4.- $V_{A\,1}$: Tension qui détermine I_{c1} , le courant électronique de saturation dans le tube
5.- R_s : Résistance série dans le circuit de la diode
6.- $t_a = \frac{1}{f}$: Temps d'accumulation, temps qui s'écoule entre deux impulsions
7.- Δt : Durée de l'impulsion .

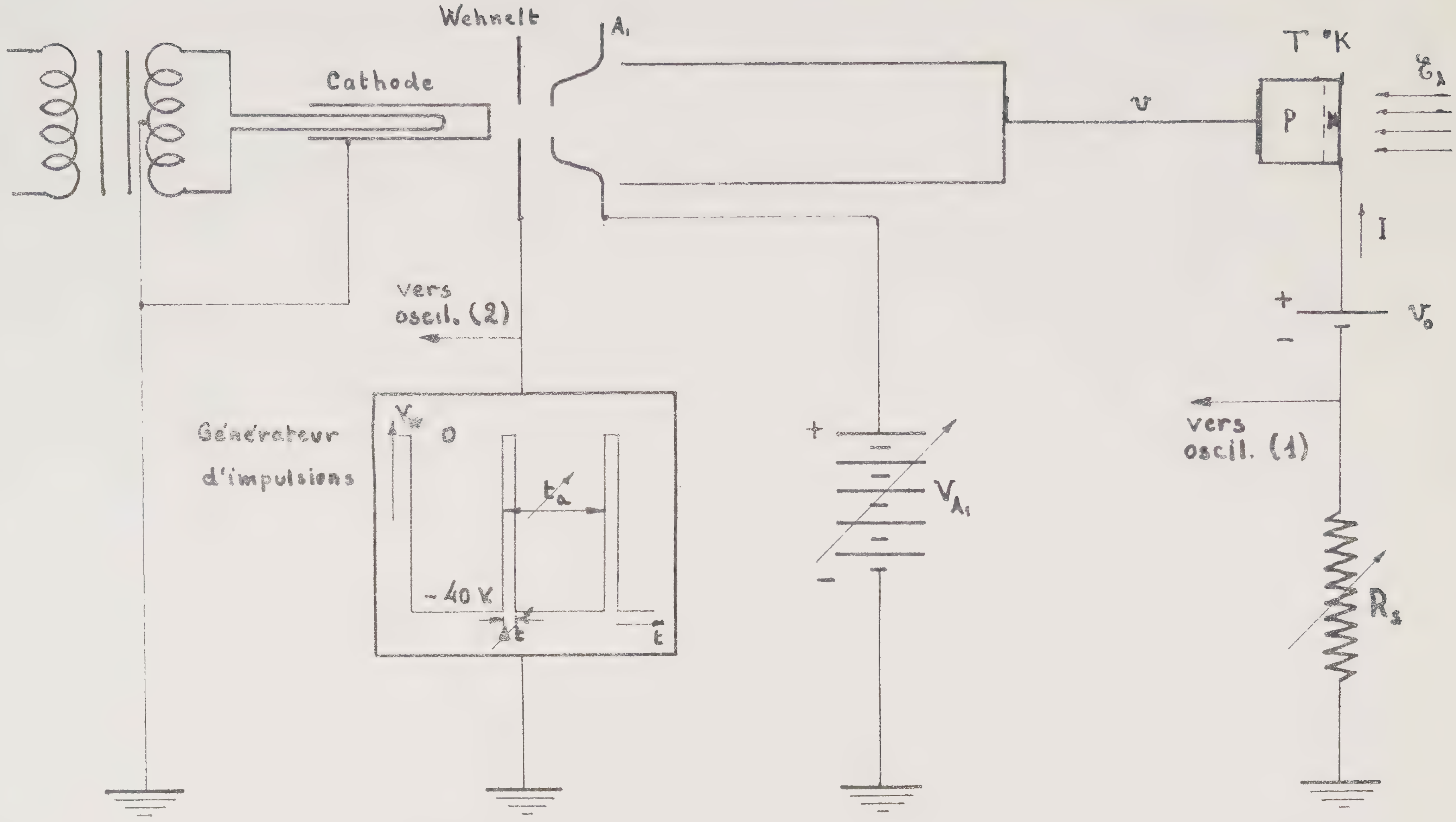

Wehnelt
Cathode
A₁
T °K
P
v
I
+
−
vers
oscil. (2)
vers
oscil. (1)
Générateur
d'impulsions
O
−40 V
+
−
V_{A_1}
R_s

Figure II-5

Une étude expérimentale complète serait très longue : il est nécessaire de fixer un certain nombre de paramètres par des études préliminaires .

1) Fonctionnement du montage expérimental .

Appelons v la tension de la région P de la photodiode (reliée à une électrode en forme de cylindre, qui est l'anode du tube électronique) . Le courant I reçu par cette électrode est une fonction de v et de $V_{A\,1}$ qu'il est indispensable de déterminer, et qui a normalement l'allure qui est représentéedans la figure II-6 .

a) Impulsions "saturées"

Le courant de décharge de la jonction $i = i_o + i_\varphi$ est suffisant pour la décharger complètement pendant le temps d'accumulation t_a .

C'est-à-dire : $(i_o + i_\varphi)\, t_a > Q_o$

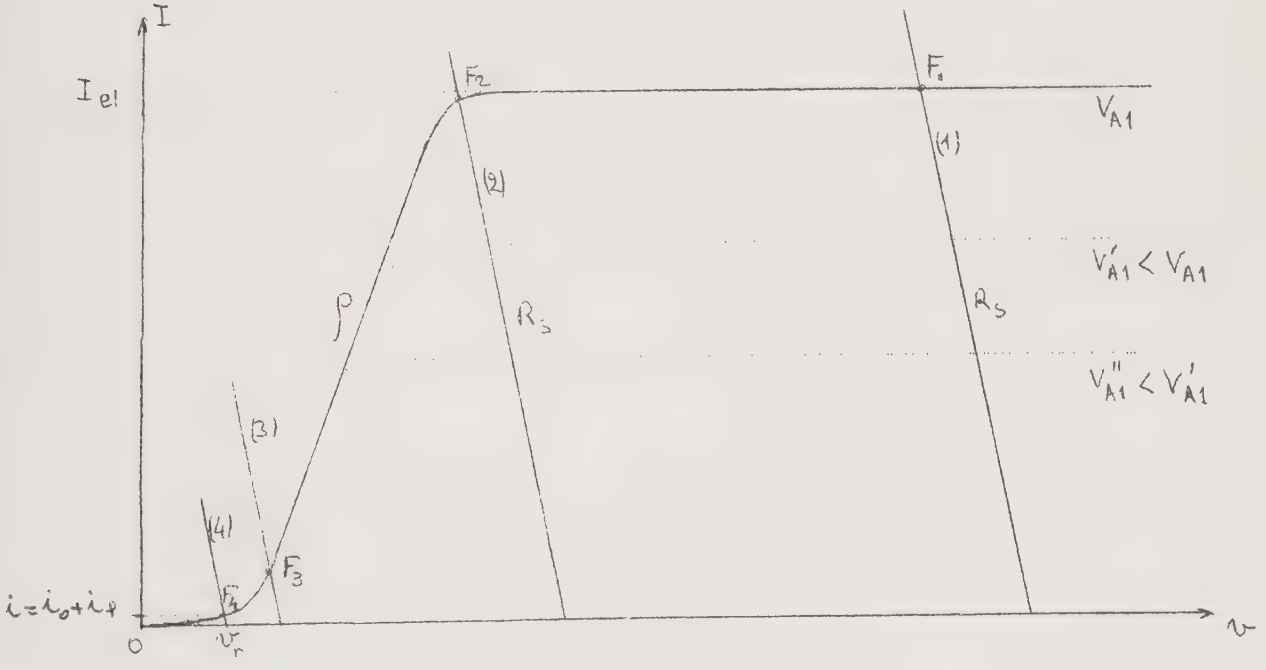


Figure II-6

Dans ces conditions, au début de l'impulsion, le point de fonctionnement est déterminé par l'intersection F_1 des deux caractéristiques

$I = f(v)$ du tube électronique, et

$v = v_o - R_s I$ du circuit extérieur .

Au cours de l'impulsion, la droite de charge $v = v_o - R_s I$ se déplace vers la gauche, et nous distinguons trois phénomènes différents pendant la charge de la jonction, qui découlent de l'examen de la figure II-6 .

a.- de (1) à (2), le courant de charge est constant et égal à I_{c1} , fonction uniquement de $V_{A\,1}$.

b.- de (2) à (3) nous avons la charge d'un condensateur par un circuit dont la résistance totale vaut $R_s + \rho$. Si $\frac{dQ}{dv}$ peut être considéré comme une constante dans ce domaine, le courant de charge I sera alors donné par :

$$I = I_{c1} \epsilon^{-\frac{t}{(R_s+\rho)\frac{dQ}{dv}}} = I_{c1} \epsilon^{-\frac{t}{\tau_I}} \qquad (II\text{-}45)$$

En pratique, on pourra déterminer la constante de temps τ_I de décroissance du courant I dans un domaine plus étroit autour d'une valeur v de la tension, et obtenir ainsi une mesure de $\frac{dQ}{dv}$, R_s et ρ étant connus .

$$\left(\frac{dQ}{dv}\right)_v = \frac{\tau_I(v)}{R_s + \rho} \qquad (II\text{-}46)$$

c.- de (3) à (4) le courant cesse de varier exponentiellement, et tend plus lentement vers $i = i_o + i_\varphi$, valeur du courant qui détermine la tension limite v_r à laquelle sera portée la région P de la photodiode . La polarisation de la jonction n'est donc pas $-v_o$ mais $-(v_o - v_r)$, et il nous faudra tenir compte de cette correction dans le dépouillement des oscillogrammes, qui devront donc avoir la forme de la figure II-7 .

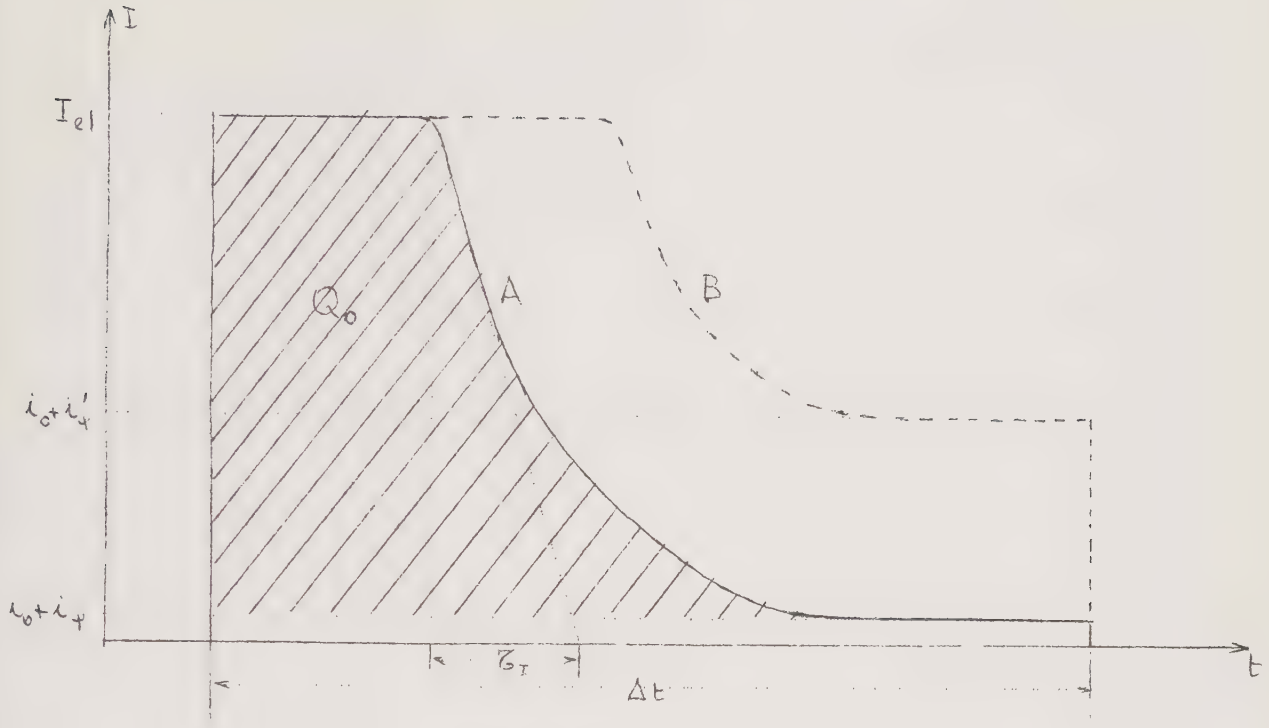


Figure II-7

Par ailleurs, la mesure de la surface délimitée par l'oscillogramme au-dessus de la droite $I = i_o + i_\varphi$ donne la valeur de la charge Q_o que prend la photodiode polarisée par la tension $-(v_o-v_r)$.

Pour un éclairement différent, la valeur de Q_o ainsi mesurée est sensiblement la même, la différence provenant de deux effets qui tendent à se compenser :

a.- $i_o + i_\varphi$, détermine une valeur différente v'_r de la tension limite, donc de la polarisation $-(v_o-v'_r)$

b.- L'éclairement $\mathcal{E}$ produit toujours une polarisation positive $+v_\varphi$ qui détermine une charge électrique $\mathcal{E} i_\varphi$ qui peut ne plus être négligeable, contrairement à ce que nous avons admis, lorsque la jonction est fortement éclairée (cas de la figure II-7, courbe B) .

Le dépouillement d'un oscillogrmmme saturé $(i_o + i_\varphi)\ t_a > Q_o$ nous donnera donc les indications suivantes :

a) La valeur d'un point de la caractéristique $Q = f(v)$

b) La valeur de la dérivée $\frac{dQ}{dv}$ de cette même caractéristique, à un autre point .

c) La valeur du courant $i_\varphi + i_o$,donnée par la valeur asymptotique du courant .

Remarque : La figure II-7 nous indique un certain nombre de conditions à respecter dans le choix de nos paramètres . En effet, il faut que pendant le temps Δt la photodiode ait eu le temps de se charger, ce qui impose :

$$I_{cl} \cdot \Delta t \gg Q_o \qquad \text{(II-47)}$$

$$\tau_I \ll \Delta t \qquad \text{(II-48)}$$

Comme par ailleurs nous nous sommes imposés les conditions $\Delta t \ll t_a$ et $t_a < t_{max} = \frac{Q_o}{i_o}$ (principe de l'accumulation, cf : impulsions non saturées), nous voyons que des exigences se posent pour que τ_I soit faible . Or, la relation II-45 nous donne :

$$\tau_I = \frac{dQ}{dv}\ (R_s + \rho)$$

Nous avons, d'après II-17 :

$$\frac{dQ}{dv} \propto \frac{1}{\sqrt{v_d - v}}$$

relation qui nous donne une deuxième raison de choisir une valeur de $-v_o$ assez grande .

Par ailleurs, nous sommes maîtres de la valeur de R_s , mais il est inutile de réduire sa valeur très en-dessous de ρ , car cela entraîne une baisse proportionnelle du signal sans réduire τ_I . Il nous reste donc à considérer ρ , résistance interne du tube électronique servant à la commutation . ρ est déterminé par la disposition géométrique des électrodes du tube électronique . Connaissant les lois de cette dépendance, nous avons construit des tubes électroniques

répondant, entre autres conditions, à celle-ci d'avoir une faible résistance interne .

La condition II-47 doit être également considérée dans l'étude du tube électronique : la cathode doit pouvoir débiter le courant I_{el} qui, pour des durées d'impulsions Δt de quelques 10^{-5} seconde, doit atteindre la valeur de 200 à 300 μA .

Disons finalement, à propos du tube électronique, que l'électrode finale reliée à la région P de la photodiode a reçu la forme d'un cylindre de Faraday pour éviter toute émission secondaire d'électrons, et obtenir ainsi un courant I_{el} maximal et constant dans le domaine de variation de v qui nous intéresse .

b) Impulsions non saturées .

Elles répondent à la condition $(i_o + i_\varphi)\, t_a < Q_o$ (fig. II-8) . Elles se forment par le procédé décrit précédemment, à cela près que le point de départ de la droite $v - R_s I$ (figure II-6) se trouve à une valeur $v < v_o$, qui est fonction de l'éclairement $\mathcal{E}$. L'aire enfermée

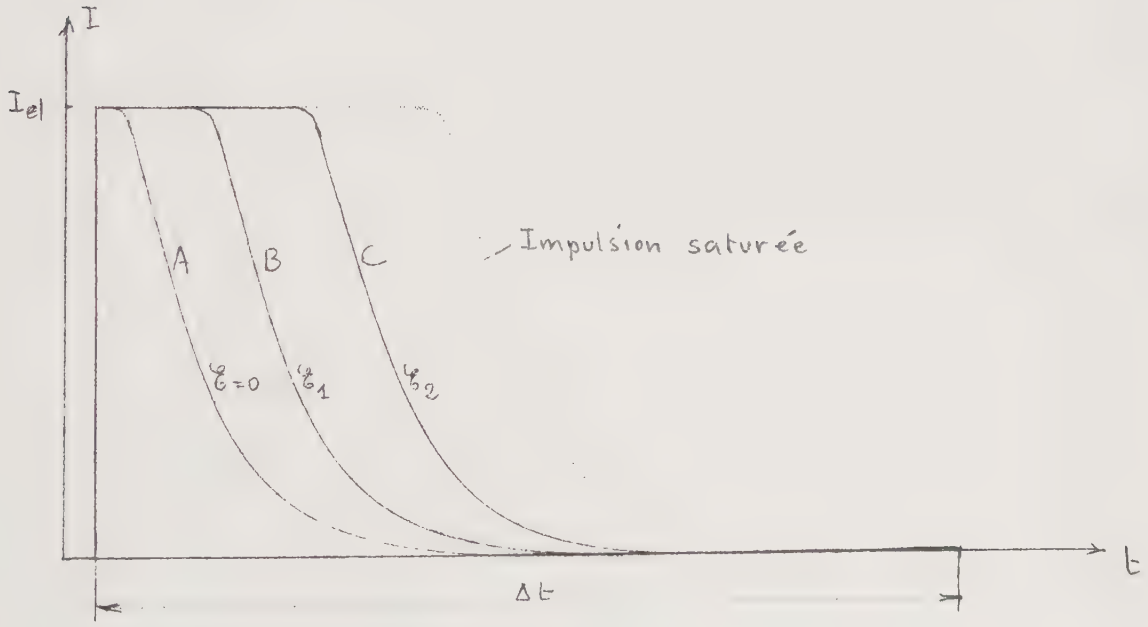


Figure II-8

par les oscillogrammes nous donne cette fois une mesure de Q_o , Q_1 , Q_2 ...., correspondant à $\mathcal{C} = o$, $\mathcal{C}_1$, $\mathcal{C}_2$ ...., qui déterminent i_o , $i_o + i_{\varphi 1}$, $i_o + i_{\varphi 2}$ par les relations

$$i_o = \frac{Q_o}{t_a} \quad ; \quad i_o + i_{\varphi 1} = \frac{Q_1}{t_a} \quad ; \quad i_o + i_{\varphi 2} = \frac{Q_2}{t_a} \quad ....$$

Nous avons montré que l'étude des oscillogrammes correspondant à des impulsions saturées nous donne une mesure de i_o ou de $i_o + i_\varphi$; cela n'est vrai que si i_o ou $i_o + i_\varphi$ n'est pas négligeable devant I_{cl} , car autrement il ne serait pas mesurable .

Cette considération nous montre que dans chacun des deux cas nous mesurons des valeurs de i_o ou de $i_o + i_\varphi$ d'un ordre de grandeur très différent .

Pour les impulsions saturées, I_{cl} étant égal à 200 μA, par exemple, les courants mesurables devront être supérieurs à 10 μA .

Pour les impulsions non saturées, si t_a = 0,1 s et Δt = 10 μs, des courants de 10^{-10} Ampère seront mesurables (en augmentant t_a on pourrait, théoriquement, mesurer des valeurs extrêmement faibles de ces courants, qui échappent à l'observation au moyen des galvanomètres ultra-sensibles) .

2) <u>Mesures réalisées : oscillogrammes, leur dépouillement</u>

La figure II-9 nous montre la caractéristique $I = f(v_{cyl})$ relevée sur le tube électronique TED 9 dans les conditions suivantes :

Wehnelt : $V_w = 0$

Electrode accélératrice : V_{A_1} = + 195 volts

Cathode : I_K = 500 μA

De ces mesures on tire la valeur de ρ :

$$\rho = 10,4 \cdot 10^3 \ \Omega$$

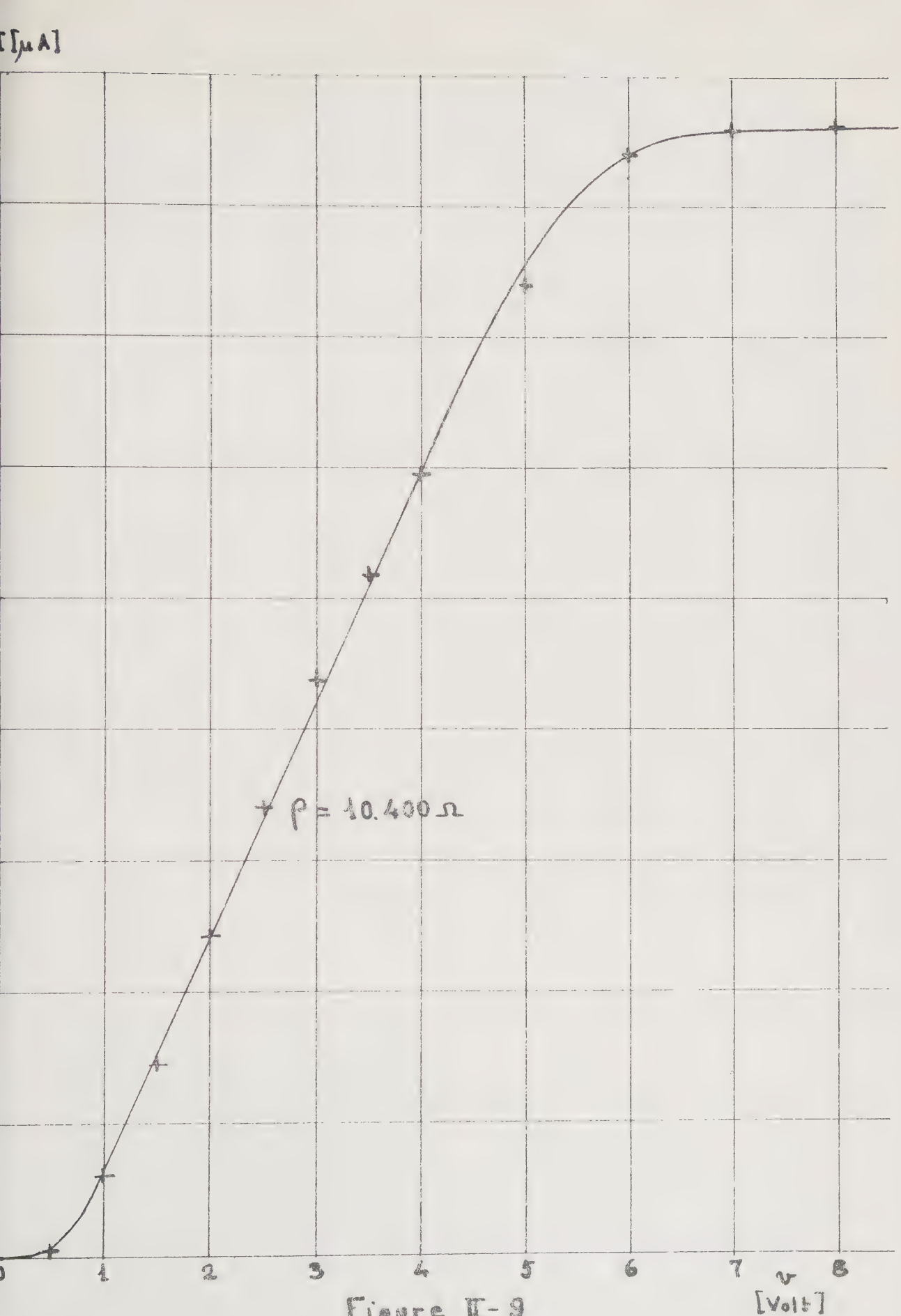


Figure II-9

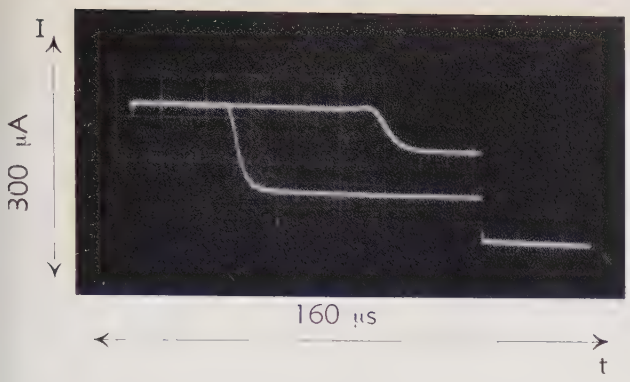
Nous avons réalisé avec ce tube associé à la diode D_{10}, 93 oscillogrammes à différentes températures, sous divers éclairements, les autres paramètres étant le plus généralement fixés aux valeurs suivantes :

Δt (durée impulsion)	:	160 s
$f = \frac{1}{t_a}$ (fréquence impulsion)	:	16 s^{-1}
v_o (tension en série)	:	9,4 volt ou 4,7 volt
R_s (résistance série)	:	$10^3 \Omega$
Sensibilité verticale	:	0,1 volt/cm ou 0,05 volt/cm
Sensibilité horizontale (vitesse de balayage)	:	20 µs/cm ou 5 µs/cm

Nous avons réuni, sur la figure II-10, différents oscillogrammes "saturés" même à l'obscurité ($i_o\ t_a > Q_o$), la température T étant dans tous les cas trop élevée pour nous permettre l'observation de l'accumulation, avec la valeur choisie de t_a ($6{,}25 \cdot 10^{-2}$s) . Dans ces quatre clichés nous avons superposé deux oscillogrammes : l'un correspondant à l'obscurité, et l'autre à un éclairement fort de l'ordre de 10 Watts/m^2 . Cet éclairement semble nous éloigner de notre but, par sa valeur élevée ; Cependant, cela représente une étape logique et indispensable du travail expérimental .

Comme nous l'avons montré, nous tirons de ces oscillogrammes les valeurs de Q_o à des températures comprises entre 200 et 300°K, nous vérifions les valeurs de i_o et de i_φ à ces températures, et nous mesurons finalement la constante de temps de charge τ_I qui nous détermine la pente $\frac{dQ}{dv}$.

L'oscillogramme n°22 nous montre le phénomène à la température ambiante : la courbe inférieure ($\mathcal{E} = o$) nous montre la valeur énorme du courant d'obscurité (10^{-4} Ampère) par rapport aux exigences du phénomène d'accumulation . Nous y voyons que la charge $i_o \Delta t$ représentée par l'aire du rectangle qui résulterait si on prolongeait vers la gauche les droites $i=o$ et $i=i_o$ sur une longueur égale à Δt, est elle-même supérieure à la charge Q_o représentée par l'aire du pseudo-trapèze déterminé par la partie supérieure de l'oscillogramme, au-dessus du rectangle



Osc. N° 22 T = 294,5°K

- v_o = 9,4 volts

Vit. balayage : 20 µs/cm

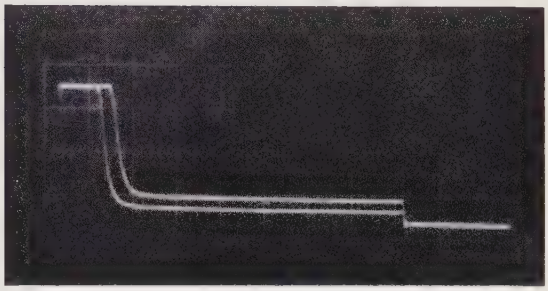
Flux incidents : 0 et 10^{-3} watts

Osc. N° 26 T = 270°K

- v_o = 9,4 volts

Vit. balayage : 20 µs/cm

Flux incidents : 0 et 3.10^{-4} watts

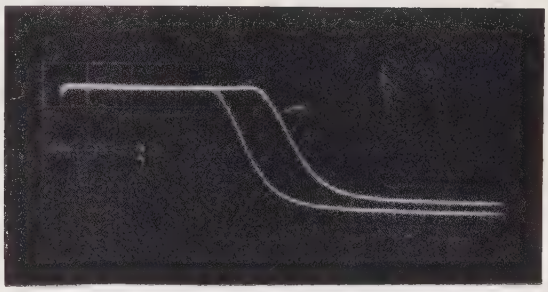


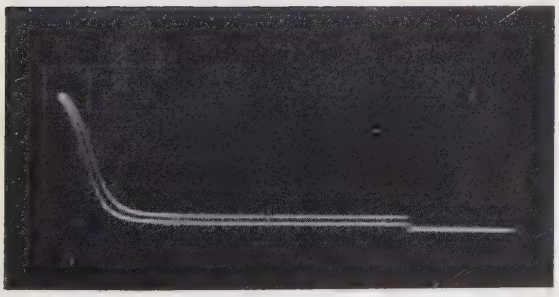
Osc. N° 27 T = 270°K

- v_o = 9,4 volts

Vit. balayage : 5 µs/cm

Flux incidents : 0 et 3.10^{-4} watts





Osc. N° 28 T = 254°K

- v_o = 4,7 volts

Vit. balayage : 20 µs/cm

Flux incidents : 0 et 2.10^{-4} watts

Figure II - 10

précédent . La condition d'accumulation étant $i_o\ t_a < Q_o$, nous voyons donc que le courant d'obscurité est ici plus de $t_a / \Delta t \# 500$ fois trop grand .

La courbe supérieure que nous voyons sur le même cliché ($\mathcal{E} \cdot S \# 10^{-3}$ Watt) nous permet d'observer un courant photoélectrique i_φ d'environ 100 μA, et si nous mesurons l'aire du nouveau trapèze (moins haut et plus large que le précédent) déterminée au-dessus de la droite horizontale $i = i_o + i_\varphi$ nous voyons qu'elle est légèrement supérieure à celle du précédent qui correspondait à la mesure de Q_o ; en effet, l'éclairement étant ici trop fort, la condition II-20 ne se trouve pas respectée, et la charge τi_φ , non négligeable, vient s'ajouter à Q_o de façon mesurable . Nous remarquons, par ailleurs, que les deux oscillogrammes se superposent à leur valeur de crête, ce qui était prévisible car cette valeur est déterminée par le courant électronique I_{el} du faisceau d'électrons .

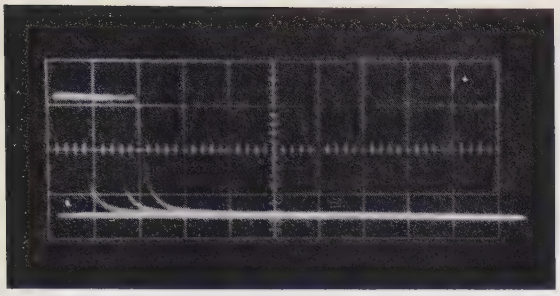
L'oscillogramme n° 26 nous présente les mêmes phénomènes à une température plus basse (i_o ne vaut plus que 20 μA) et pour un éclairement un peu plus faible .

L'oscillogramme n° 27 correspond au même phénomène physique que le précédent : seule la vitesse de balayage est multipliée par un facteur 4, ce qui permet une mesure plus précise de la constante de temps τ_I de décroissance du courant .

L'oscillogramme n° 28, enfin, a été réalisé en insérant dans le circuit une tension $- v_o$ plus faible, égale à la moitié de celle qui a servi à réaliser les trois oscillogrammes précédents . On y observe une diminution de l'aire correspondant à la charge Q_o , et une augmentation de la constante de temps τ_I .

Le dépouillement détaillé des oscillogrammes sera expliqué sur les clichés, plus intéressants, correspondants à des <u>impulsions non saturées</u>, où la condition $i_o\ t_a < Q_o$ est remplie . La figure II-11 nous présente quelques-uns de ces oscillogrammes où les flux incidents égaux à 0,25 μWatt et 0,5 μWatt sont encore relativement forts, car il nous est indispensable de saturer l'impulsion ($[i_o + i_\varphi]\ t_a > Q_o$), ce qui est obtenu avec le flux de 0,5 μWatt, afin de pouvoir mesurer Q_o .

Flux incidents : 1. - ES = 0
2. - ES = 0,25 μ watt
3. - ES = 0,5 μ watt



Osc. N° 78

T = 173,5°K

- v_o = 9,4 volts

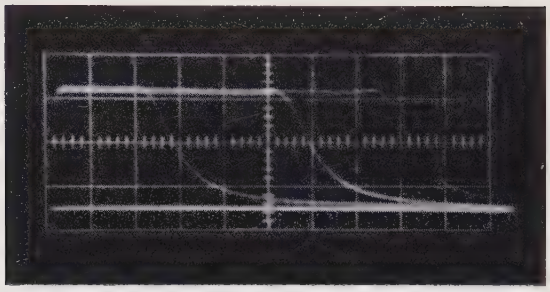
Vit. balayage : 20 μs/cm

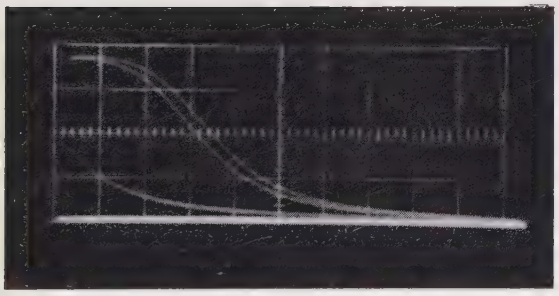
Osc. N° 79

T = 173,5°K

- v_o = 9,4 volts

Vit. balayage = 5 μs/cm





Osc. N° 80

T = 173,5°K

- v_o = 4,7 volts

Vit. balayage : 5 μs/cm

Osc. N° 82

T = 159°K

- v_o = 4,7 volts

Vit. balayage : 20 μs/cm

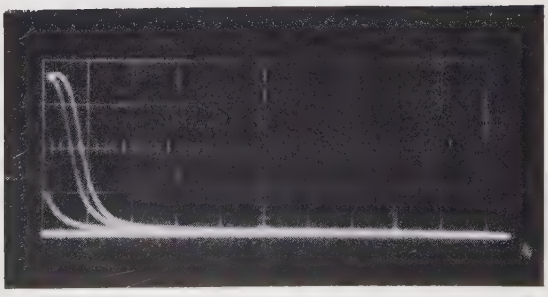


Figure II - 11

Dépouillement

Les oscillogrammes sont reportés sur du papier millimétré par projection des clichés et tracé à la main . C'est ainsi que les figures II-12 à II-15 reproduisent agrandis deux fois les oscillogrammes n° 74, 75, 76, 77 (T = 188°K) ; 86, 87, 88, 89 (T = 144,5°K) .

Regardons par exemple sur la figure II-12 l'oscillogramme n° 74 : nous y voyons deux courbes ; l'une correspond à $\mathcal{E} = 0$ (courant d'obscurité), l'autre est la superposition des courbes correspondant à $\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$, ce qui nous montre que $\mathcal{E}_1$ suffisait à saturer l'impulsion (l'oscillogramme n° 75, sur la même figure, sépare ces deux dernières courbes, à cause de sa plus grande vitesse de balayage) .

Au planimètre, on détermine l'aire enfermée par la courbe $\mathcal{E} = 0$, qui vaut ici 7,0 cm^2 . La sensibilité verticale est de 0,025 volt/cm aux bornes de $R_s = 10^3 \Omega$, ce qui nous donne 25 μA/cm . La sensibilité horizontale est de 10 μs/cm .

D'où : $Q_{(\mathcal{E}=0)} = 7,0 \times 25 \times 10^{-6} \times 10^{-5} = \underline{1,75 \times 10^{-9} \text{ Coulomb}}$

De même, on trouve :

$$Q_{(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2)} = \underline{3,75 \cdot 10^{-9} \text{ Coulomb}}$$

La constante de temps de la pseudo-exponentielle autour de la valeur I = 25 μA est :

$$\tau_I = 8,6 \ \mu s$$

ce qui donne : $\frac{dQ}{dv} = \frac{8,6 \cdot 10^{-6}}{10^3 + 10,4 \cdot 10^3} = \underline{7,6 \cdot 10^{-10} \text{ Farad}}$

Cette valeur correspond à une tension $-(v_o - v_r)$ que l'on détermine au moyen de la caractéristique I = F (v) (figure II-9), et qui nous donne ici $v_r = 0,95$ volt, d'où

$$-(v_o - v_r) = 4,7 - 0,95 = \underline{3,75 \text{ volt}} .$$

La première valeur $Q_{(\mathcal{E}=0)}$ nous permet de calculer le courant d'obscurité i_o

$$i_o = \frac{Q}{t_a} = f Q = 16 \cdot 1,75 \cdot 10^{-9}$$

$$= \underline{2,8 \cdot 10^{-8} \text{ Ampère}}$$

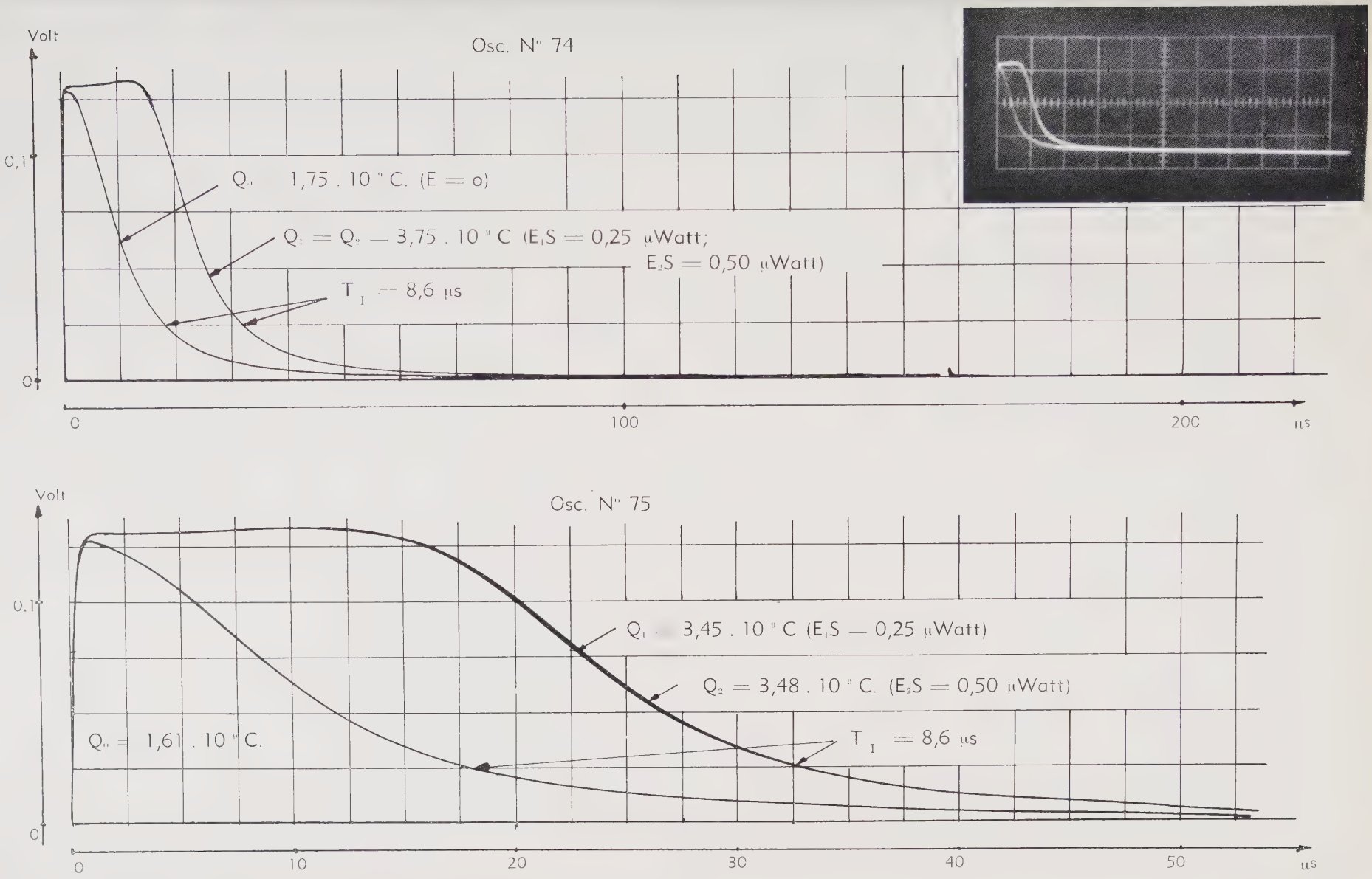

Volt
Osc. N° 74
0,1
0
Q₁ 1,75 . 10⁻⁹ C. (E = o)
Q₁ = Q₂ — 3,75 . 10⁻⁹ C (E₁S = 0,25 μWatt;
E₂S = 0,50 μWatt)
T I — 8,6 μs
0
100
200
μs
Volt
Osc. N° 75
0,1
0
Q₁ — 3,45 . 10⁻⁹ C (E₁S — 0,25 μWatt)
Q₂ = 3,48 . 10⁻⁹ C. (E₂S = 0,50 μWatt)
Q₀ = 1,61 . 10⁻⁹ C.
T I = 8,6 μs
0
10
20
30
40
50
μs

Figure II - 12

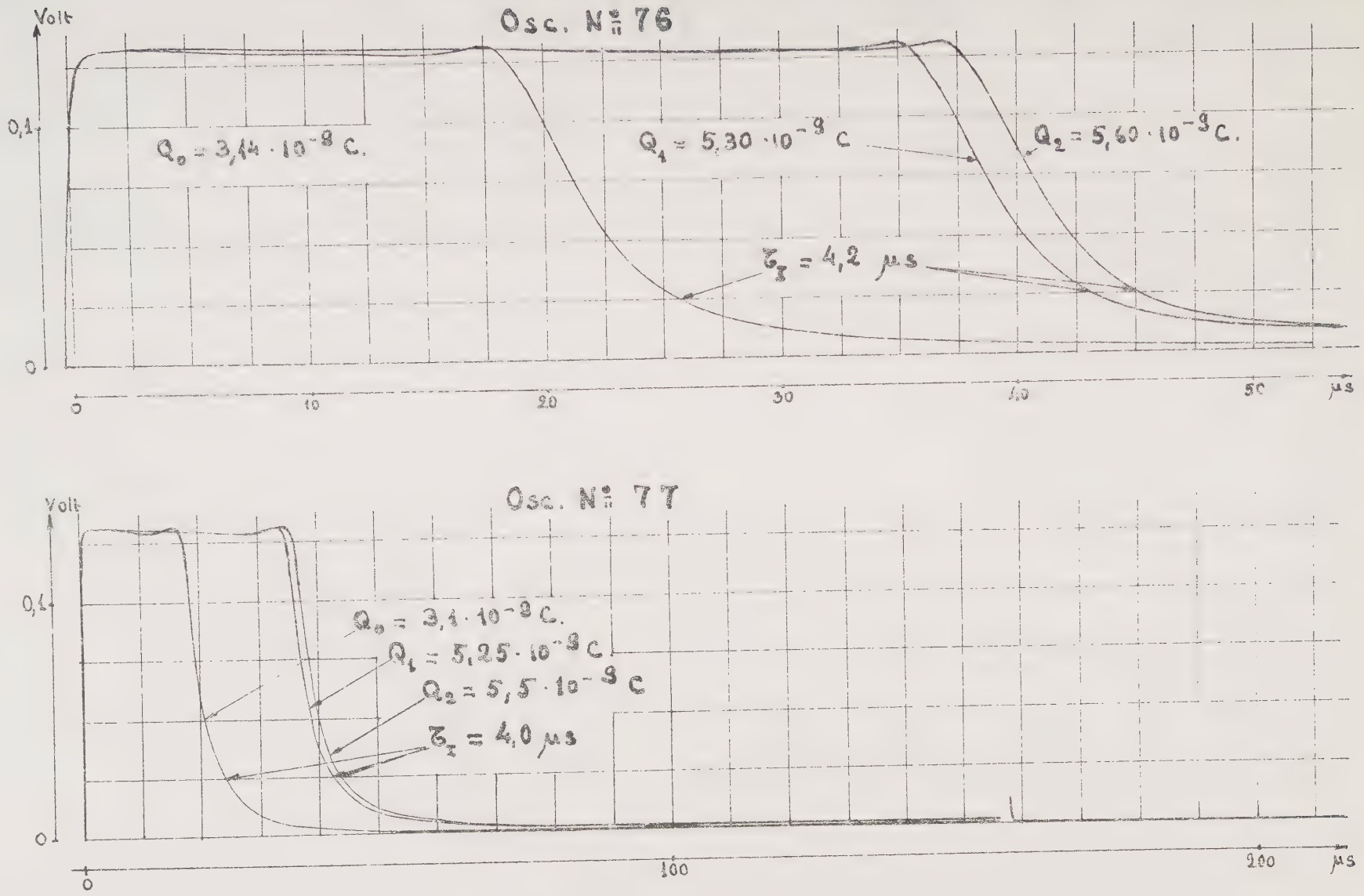

Volt
Osc. N° 76
0,1
0
$Q_0 = 3,14 \cdot 10^{-9}$ C.
$Q_1 = 5,30 \cdot 10^{-9}$ C
$Q_2 = 5,60 \cdot 10^{-9}$ C.
$\tau_1 = 4,2$ µs
0
10
20
30
40
50
µs
Volt
Osc. N° 77
0,1
0
$Q_0 = 3,1 \cdot 10^{-9}$ C.
$Q_1 = 5,25 \cdot 10^{-9}$ C
$Q_2 = 5,5 \cdot 10^{-9}$ C
$\tau_1 = 4,0$ µs
0
100
200
µs

Figure II - 13

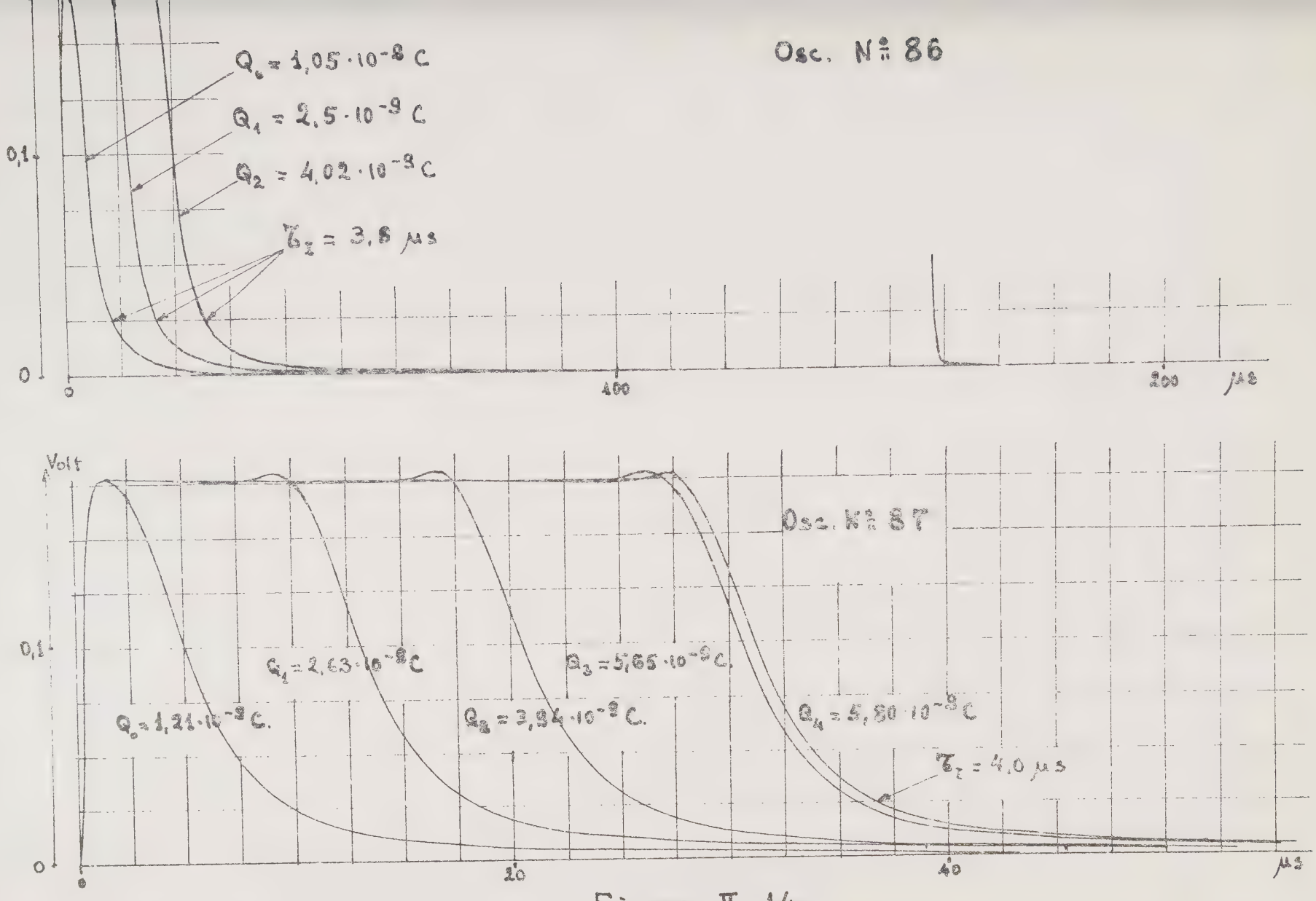
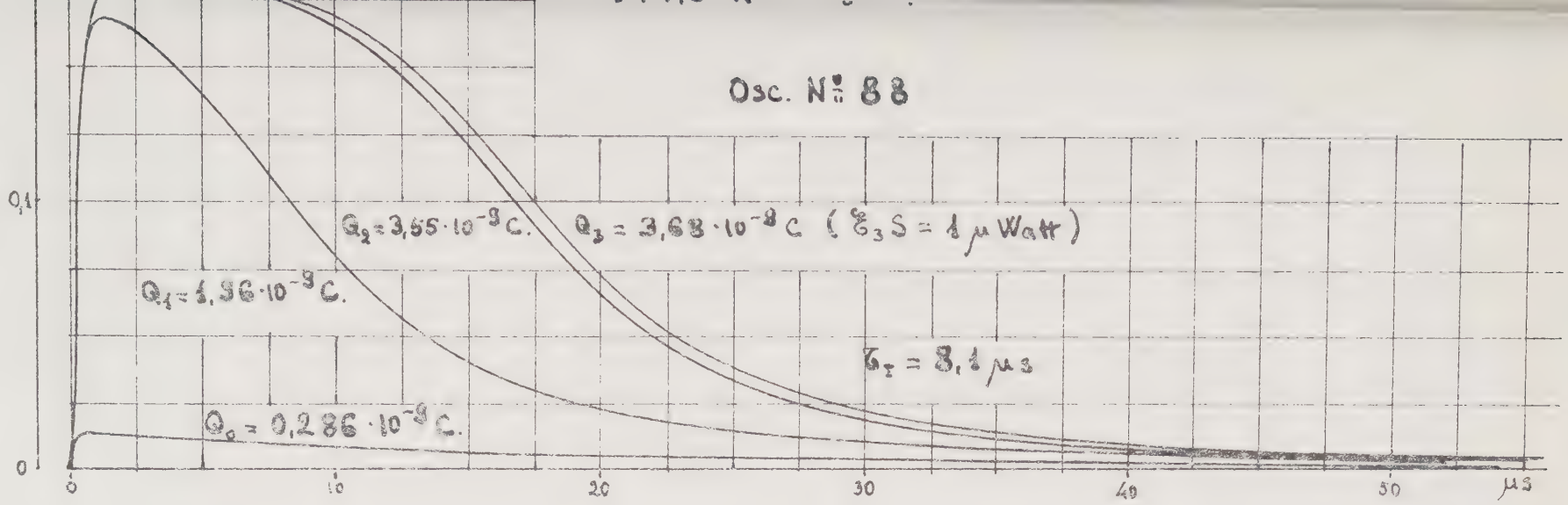

Osc. N° 86
$Q_0 = 1,05 \cdot 10^{-8}$ C
$Q_1 = 2,5 \cdot 10^{-9}$ C
$Q_2 = 4,02 \cdot 10^{-9}$ C
$\tau_1 = 3,8$ µs
0,1
0
0
100
200
µs
Volt
Osc. N° 87
$Q_0 = 1,21 \cdot 10^{-9}$ C.
$Q_1 = 2,63 \cdot 10^{-9}$ C
$Q_2 = 3,94 \cdot 10^{-9}$ C.
$Q_3 = 5,65 \cdot 10^{-9}$ C.
$Q_4 = 5,80 \cdot 10^{-9}$ C
$\tau_1 = 4,0$ µs
0,1
0
0
20
40
µs

Figure II - 14


Osc. N° 88
0,1
0
$Q_2 = 3,55 \cdot 10^{-9}$ C.
$Q_3 = 3,68 \cdot 10^{-9}$ C ($\mathcal{E}_3 S = 1\,\mu$ Watt)
$Q_1 = 1,96 \cdot 10^{-9}$ C.
$\tau_1 = 8,1\,\mu$s
$Q_0 = 0,286 \cdot 10^{-9}$ C.
0
10
20
30
40
50
µs

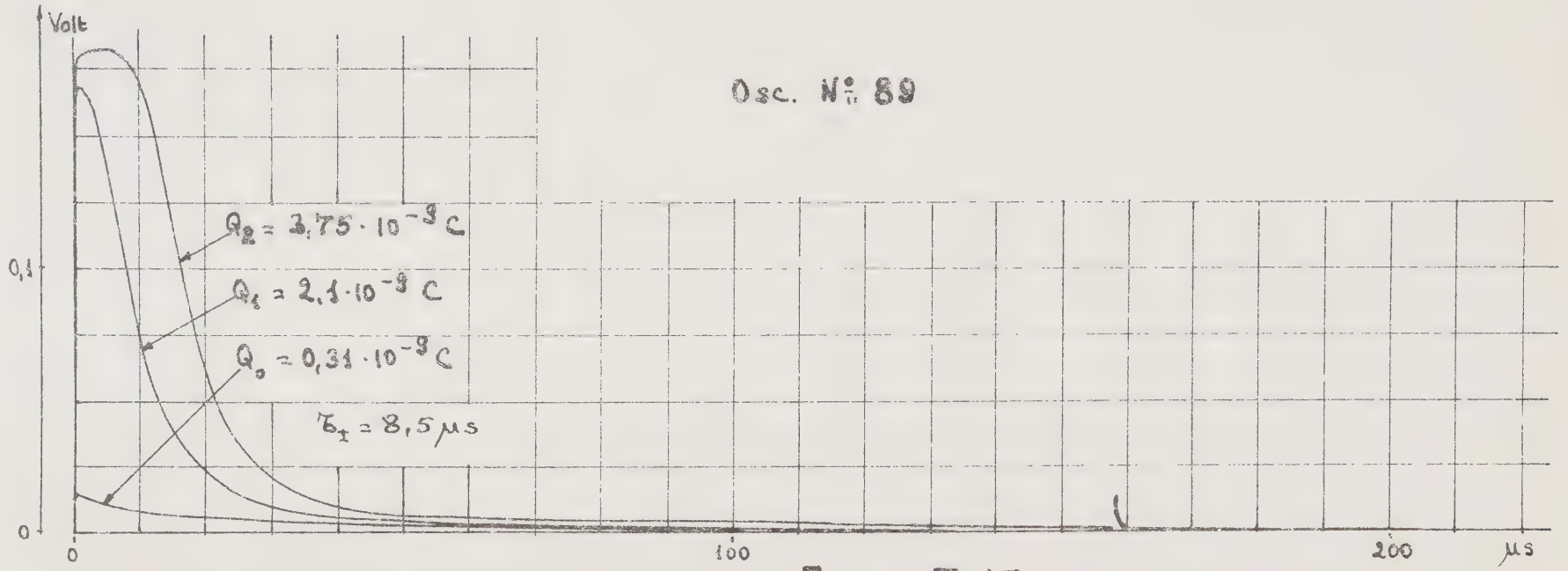

Volt
Osc. N° 89
0,1
0
$Q_2 = 3,75 \cdot 10^{-9}$ C
$Q_1 = 2,1 \cdot 10^{-9}$ C
$Q_0 = 0,31 \cdot 10^{-9}$ C
$\tau_1 = 8,5\,\mu$s
0
100
200
µs

Figure II-15

La deuxième valeur, $Q_{(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2)}$, correspondant à la saturation, nous donne un point de la caractéristique $Q_o = f(v_o)$:

$$v_o = 4{,}7 \text{ volt}, \quad Q_o = 3{,}75 \cdot 10^{-9} \text{ Coulomb} .$$

Enfin $\frac{dQ}{dv}$ nous donne la dérivée de cette même caractéristique pour v = 3,75 volt .

Ces valeurs, pondérées avec les mesures faites sur l'oscillogramme n° 75 (plus précis) et complétées avec celles que l'on fait sur les oscillogrammes n° 76 et 77 (fig. II-13, $-v_o = 9{,}4$ volt), permettent de tracer la caractéristique $Q_o = f(v_o)$ pour cette température T = 188°K (fig. II-16) .

De la même manière, les oscillogrammes n° 86, 87, 88 et 89 permettent de tracer la même courbe correspondant à une autre température T = 144,5°K (fig. II-17) .

Les figures II-18, II-19, II-20 présentent le même résultat pour des températures respectivement de 159°K, 173,5°K , 201°K

Dans l'ensemble, on remarque que la dispersion des mesures est de l'ordre de 5 à 10%, et qu'avec cette précision on peut affirmer que toutes ces courbes $Q_o = f(v_o)$ sont superposables : nous constatons donc que pour ce phénomène la température ne joue aucun rôle, ce qui était prévu par la théorie (relation II-19)

La figure II-21 compare la courbe moyenne $Q_o = f(v_o)$ à la parabole $Q = A(v_d - v)^{1/2}$ où A est déterminé par un point de la caractéristique expérimentale . La bonne coïncidence des deux courbes tend à prouver que nos jonctions peuvent être considérées comme abruptes, ($N_A - N_D$ varie dans une région peu épaisse par rapport à d, épaisseur de la couche désertée) car nous savons que dans le cas d'une jonction graduelle, à gradient constant, la théorie prévoit une loi en $(v_d - v_o)^{1/3}$.

Enfin, la figure II-22 rassemble les mesures de la charge retrouvée dans l'impulsion en fonction de l'éclairement . On y remarque que Q_φ est proportionnelle à $\mathcal{E}$ dans un domaine d'autant plus vaste que la température est plus basse, pendant que la sensibilité $\frac{dQ}{d\mathcal{E}}$ décroît lentement dans les mêmes conditions .

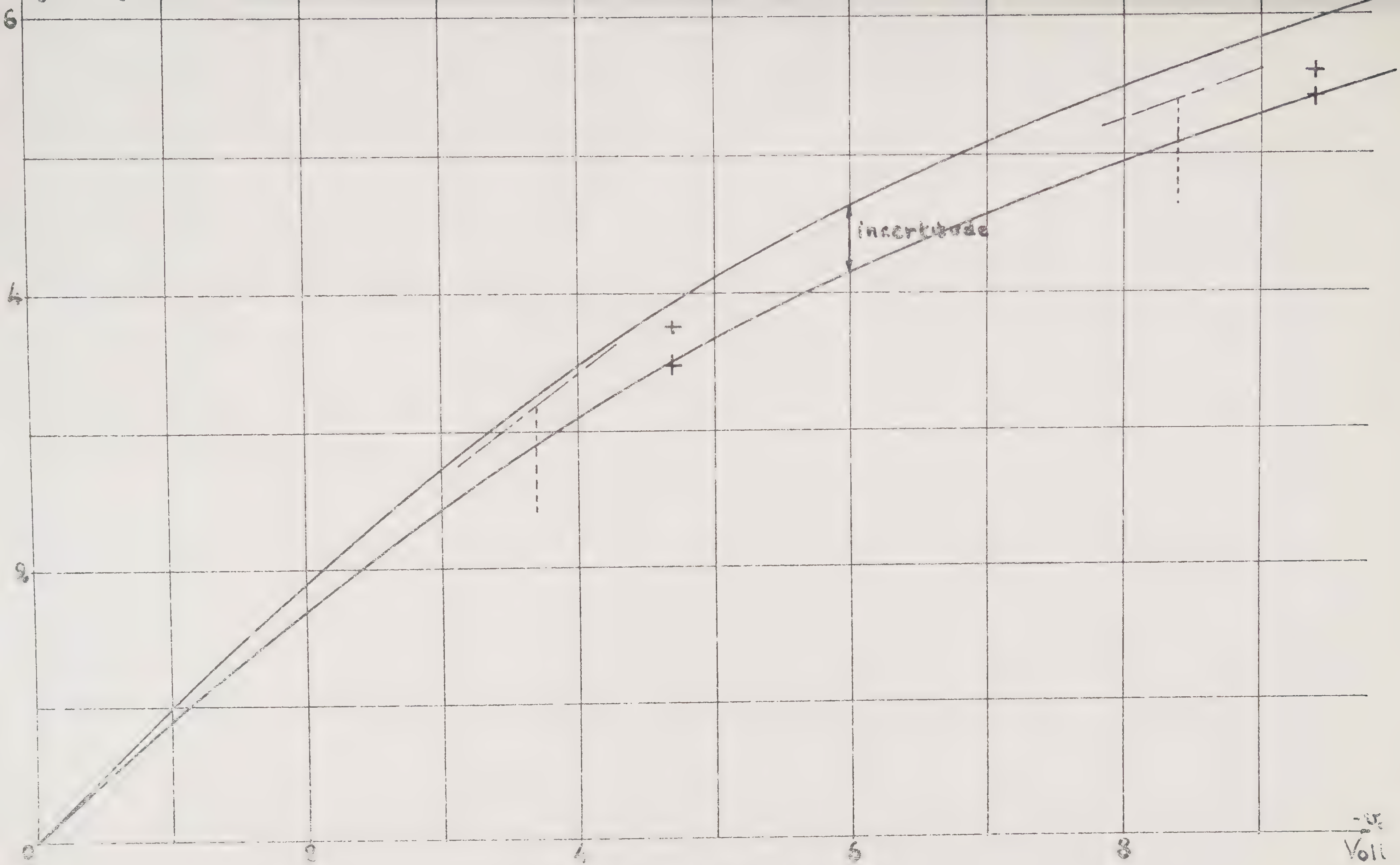


Figure II.16

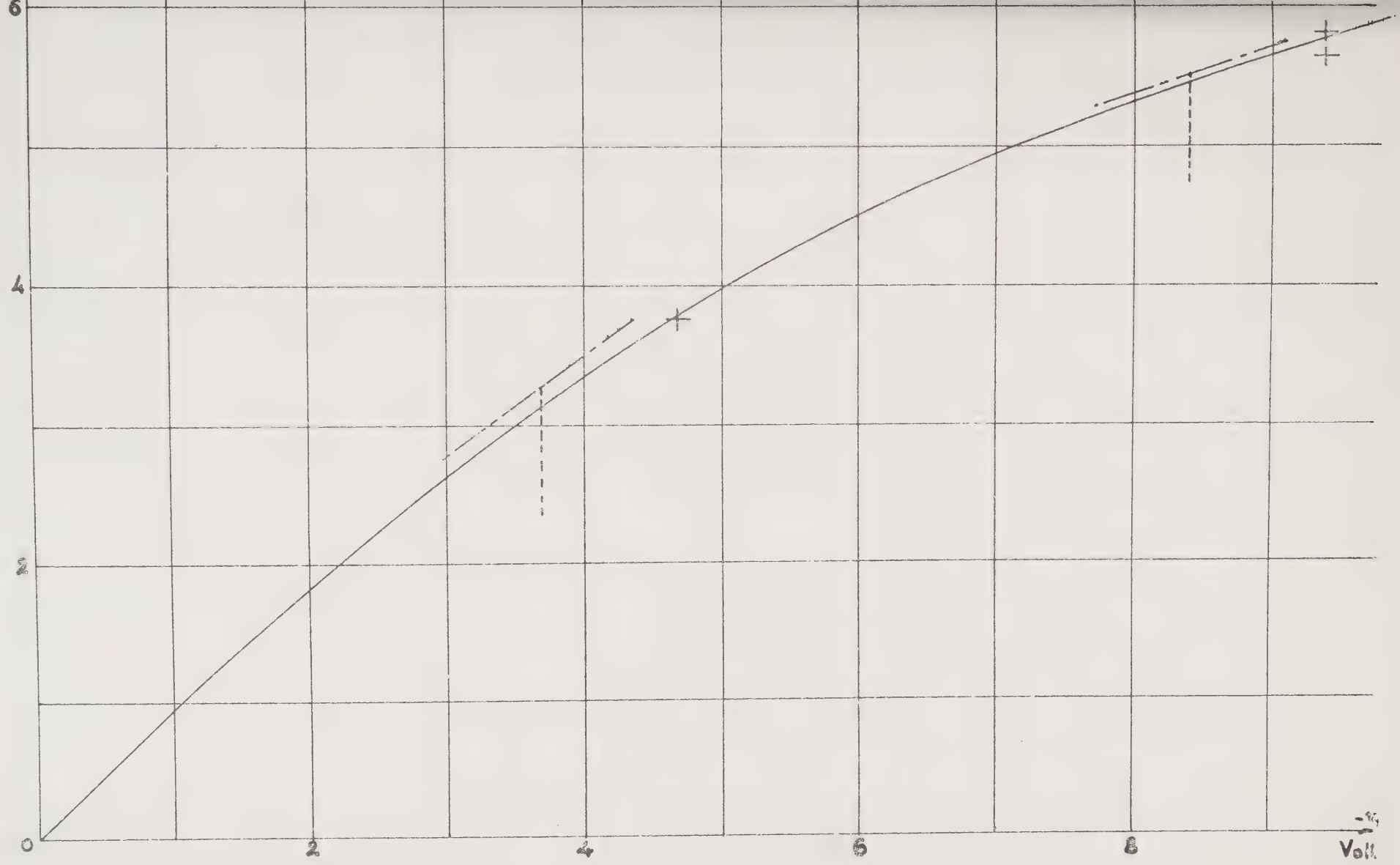


Figure II-17

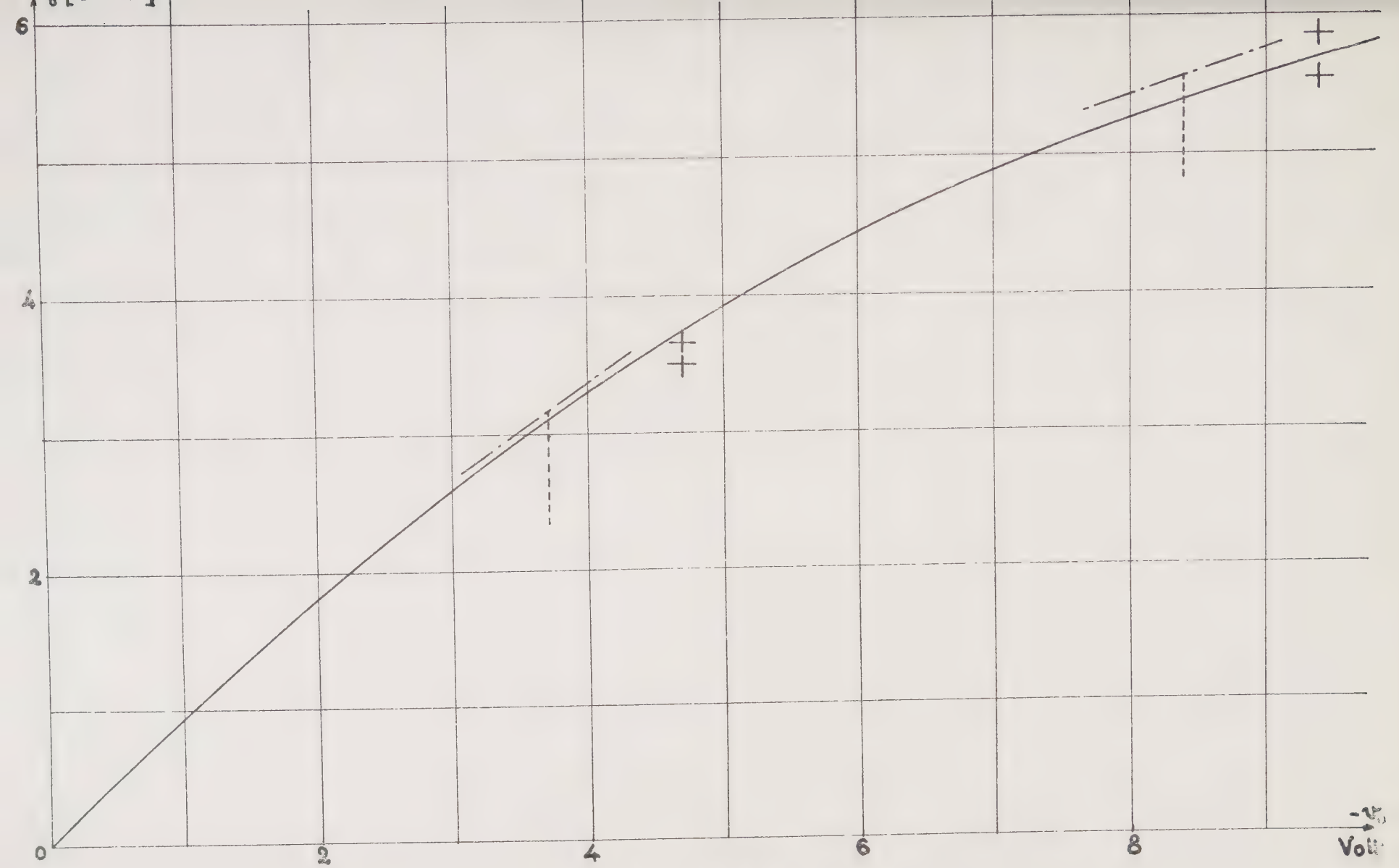


Figure II-18

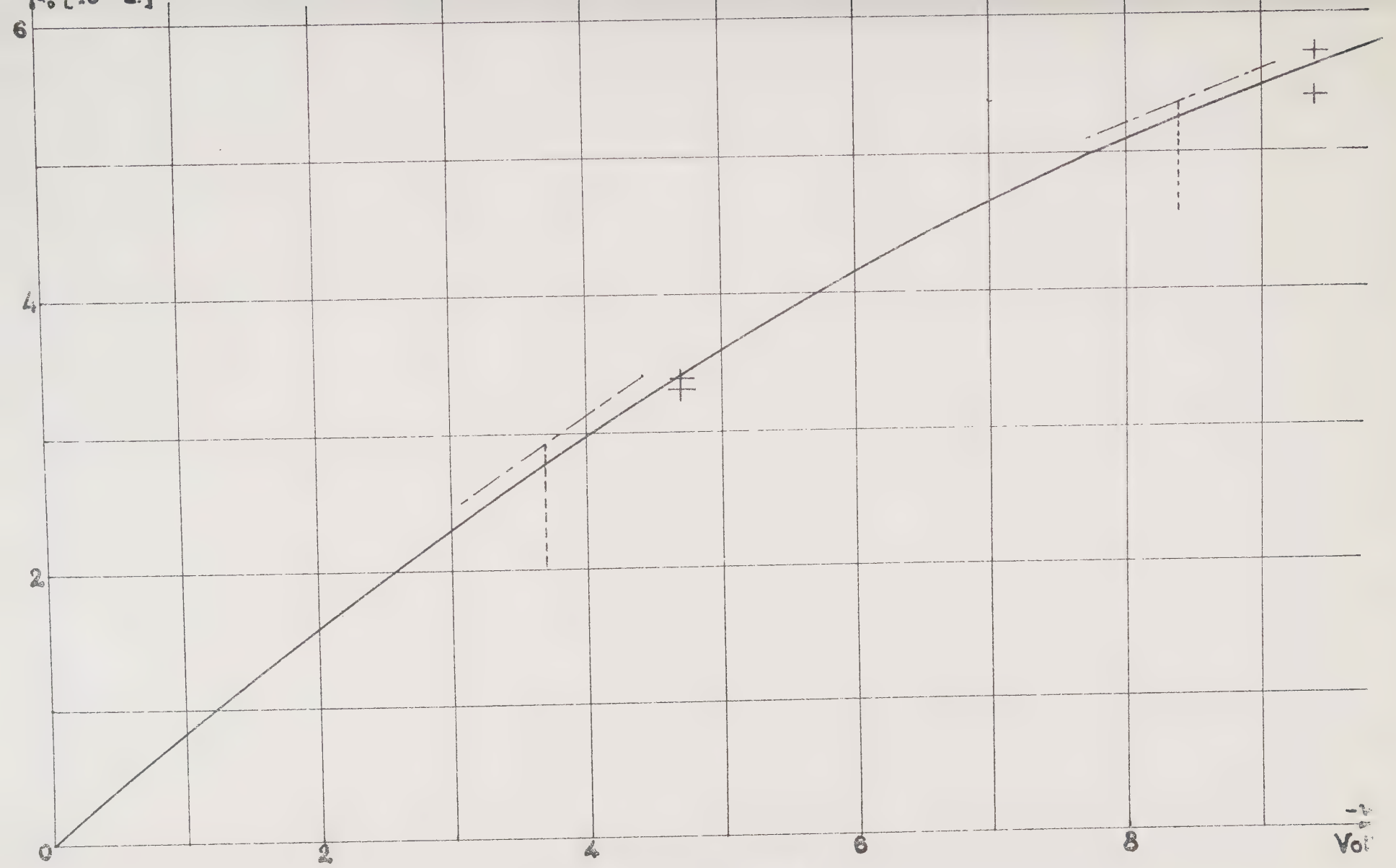


Figure II-19

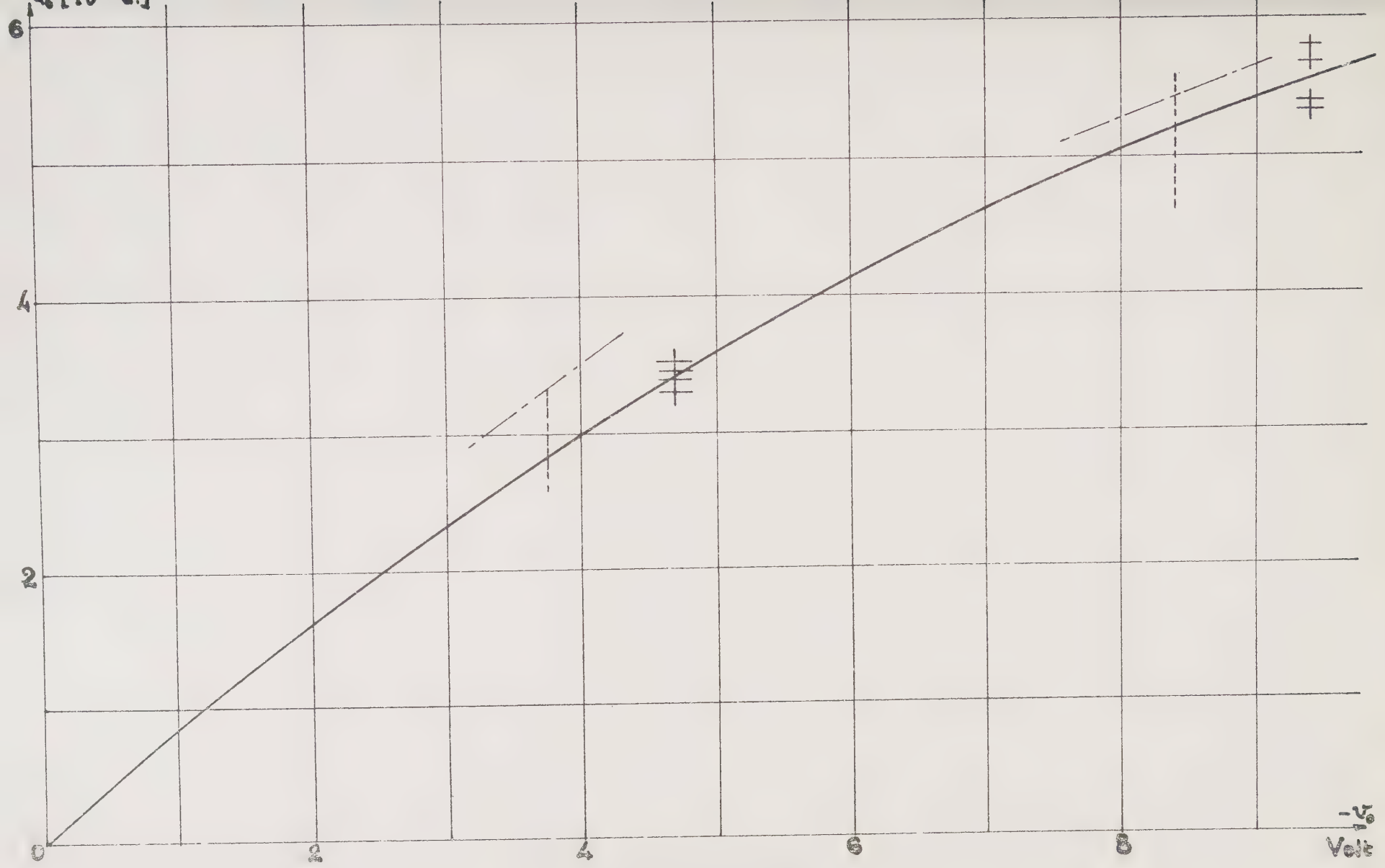


Figure II-20

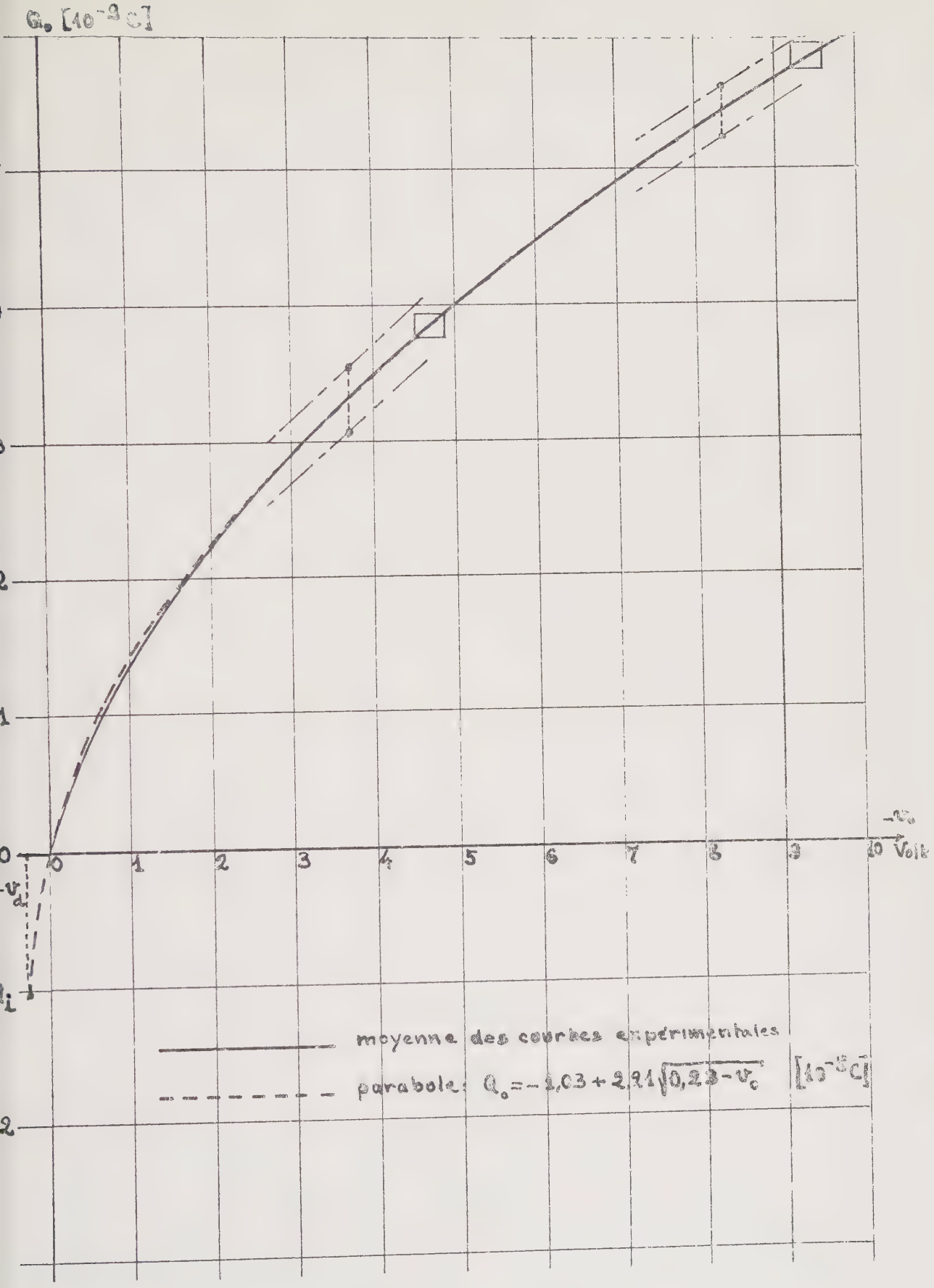

Q₀ [10⁻³ C]
-V₀
Volt
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
-V_d
-V_i
moyenne des courbes expérimentales
parabole: Q₀ = -1,03 + 2,91 √(0,23 - V₀) [10⁻³ C]

Figure II-21

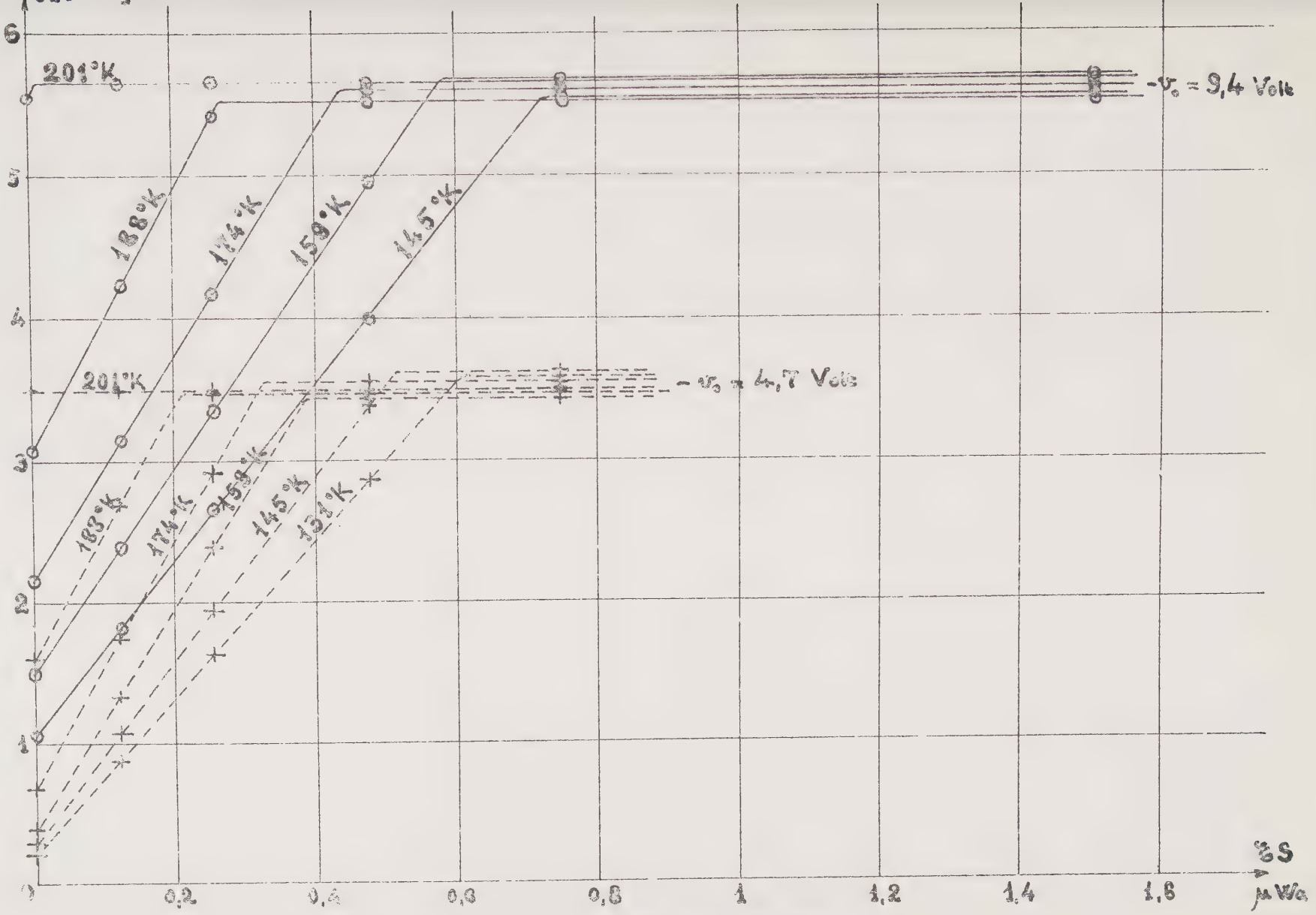

201°K
188°K
174°K
159°K
145°K
$-V_0$ = 9,4 Volt
201°K
$-V_0$ = 4,7 Volt
183°K
174°K
159°K
145°K
131°K
0,2
0,4
0,6
0,8
1
1,2
1,4
1,6
µWa

Figure II-22

Par ailleurs, l'ordonnée à l'origine, proportionnelle au courant d'obscurité est, comme prévu, rapidement croissante avec la température ; mais on remarque aussi qu'elle dépend fortement de la tension v_o, ce qui montre que la diode D_{10} présentait à ces températures le phénomène de claquage doux à très basse tension .

Ce phénomène est plus visible sur le graphique de la figure II-23 qui donne $(\log i_o)$ en fonction de $(\frac{1}{T})$: on observe à basse température un écart très net à la loi exponentielle en $-\frac{\Delta E}{2kT}$, écart qui est plus grand à la tension v_o plus élevée .

En conclusion de ce chapitre, nous dirons que les photodiodes en germanium actuellement réalisables ne donnent pas d'accumulation mesurable et intéressante du point de vue des applications, tant que l'on n'a pas fait appel à une source extérieure d'énergie électrique qui polarise la jonction dans le sens de sa mauvaise conductibilité . Dans ce dernier cas, par contre, l'accumulation est remarquable, comme le montre un calcul théorique . Un montage expérimental nous a permis de confirmer les prévisions théoriques, sans toutefois nous permettre d'atteindre ni d'approcher les limites de sensibilité du phénomène à cause d'un certain nombre d'effets secondaires gênants, qui seront étudiés un à un dans le chapitre suivant .

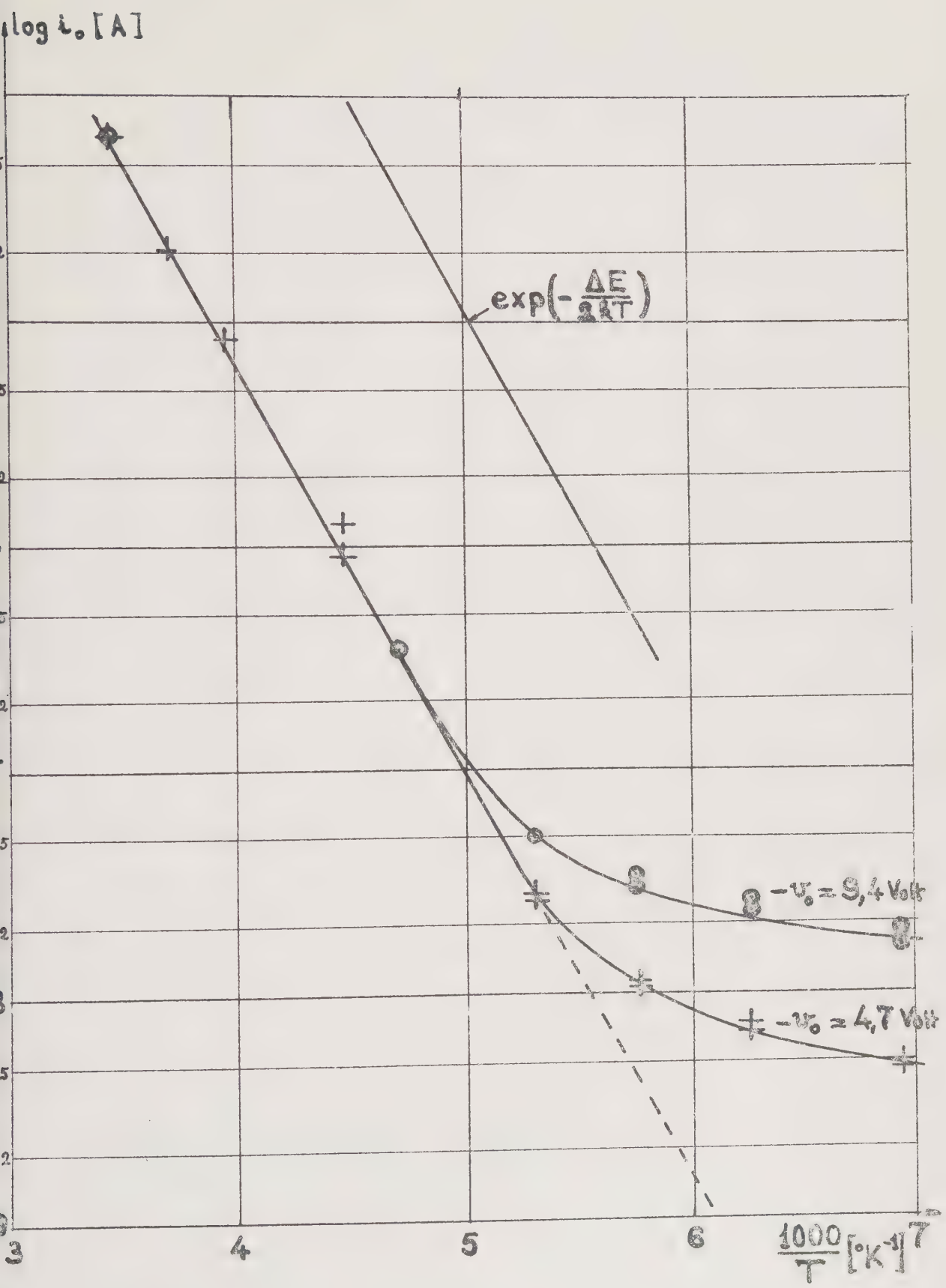


Figure II-23

CHAPITRE III

1ère Partie .- CALCUL THEORIQUE DE LA DETECTIVITE

1.- Définition

Il est devenu classique d'utiliser la grandeur appelée Détectivité pour déterminer les possibilités de détection photo-électrique d'une cellule, d'un thermocouple, d'un bolomètre, etc. ... La Détectivité se définit comme le rapport de la sensibilité au bruit . En pratique, le flux incident s'exprime en Watt ; la sensibilité s'exprime en Ampère par Watt ou en Volt par Watt, et le bruit s'exprime respectivement en Ampère ou en Volt . La détectivité D s'exprime donc en $Watt^{-1}$.

$$D = \frac{\frac{I}{\mathcal{S}S}}{\sqrt{i^{2'}_B}} = \frac{\frac{V}{\mathcal{S}S}}{\sqrt{v^{2'}_B}} \quad Watt^{-1} \qquad (III-1)$$

Le plus faible signal I_{min} ou V_{min} que l'on peut détecter est de l'ordre de grandeur du bruit correspondant $\sqrt{i^{2'}_b}$ ou $\sqrt{v^{2'}_b}$. Par convention, on définit le flux incident minimal détectable $(\mathcal{S}S)_{min}$ égal à celui qui produit un signal égal au bruit::

$$(\mathcal{S}S)_{min} = \frac{1}{D}\,\frac{I_{min}}{\sqrt{i^{2'}_b}} = \frac{1}{D}\,\frac{V_{min}}{\sqrt{v^{2'}_b}} = \frac{1}{D} \qquad (III-2)$$

Relation qui nous permet de définir la Détectivité D comme l'inverse du flux incident minimal détectable .

Cette définition de la Détectivité offre un moyen de comparer des détecteurs de même type, utilisés de façon semblable ; mais elle s'avère insuffisante pour comparer des détecteurs de types différents pour les deux raisons suivantes :

a) Le signal, courant ou tension, correspondant à un flux incident déterminé, est indépendant de la surface S du détecteur, toutes choses égales d'ailleurs . En même temps, le bruit varie proportionnellement à la racine carrée de la surface S . Les détecteurs à plus grande surface ont donc une plus petite détectivité à égalité d'autres caractéristiques .

b) Le bruit $\sqrt{i_b^2}$ ou $\sqrt{v_b^2}$ est en général proportionnel à la racine carrée de la largeur de bande ΔF du spectre de fréquences d'analyse du signal . Or, la largeur de bande ΔF que l'on est conduit à choisir pour chaque détecteur, dépend principalement de sa constante de temps de réponse, grandeur qui varie dans de larges proportions d'un détecteur à un autre . Ainsi, des détecteurs lents, pour lesquels on utilisera une faible largeur de bande ΔF, ont une plus grande détectivité à égalité d'autres caractéristiques .

Nous voyons donc que la détectivité D rend assez mal compte des possibilités d'un détecteur pour donner une certaine information par unité de surface et de temps . C'est ainsi que l'on a été conduit à définir la détectivité D^* qui permet de comparer entre eux tous les détecteurs caractérisés par les conditions a) et b) ci-dessus, à savoir :

$$D = \frac{A}{\sqrt{\Delta F} \cdot \sqrt{S}} \qquad (1) \qquad \text{(III-3)}$$

et qui est justement le coefficient de proportionnalité de la relation III-3 .

$$D^* = D \cdot \sqrt{S \cdot \Delta F} \qquad \text{(III-4)}$$

D^* s'exprime habituellement, dans un système incohérent, en $[cm, Hertz^{1/2}\ Watt^{-1}]$. D^* est donc l'inverse du flux minimal observable au moyen d'un détecteur dont le bruit est dû à 1 cm^2 de surface analysé avec une largeur de bande de 1 Hertz .

2.- Calcul de la détectivité d'une photodiode en germanium .

A. Appliquons tout d'abord les définitions précédentes à une photodiode en germanium caractérisée par son efficacité quantique K_λ exprimée en électron par photon incident, et sa densité de courant d'obscurité j_o, dans un montage en courant continu, et où nous ne tiendrons pas compte du bruit introduit par les éléments du circuit d'analyse .

Signal .- Le courant photoélectrique est donné par :

$$i_\varphi = K_\lambda \frac{e}{h\nu} \mathcal{E} S = \frac{e K_\lambda \cdot \lambda}{hc} \mathcal{E} S$$

La sensibilité, c'est-à-dire le courant par unité de flux incident, est donc :

$$\frac{i_\varphi}{\mathcal{E} S} = \frac{e K_\lambda \lambda}{hc} \qquad \text{(III-5)}$$

Bruit .- Etant donné que nous recherchons dans ce calcul la limite de détectivité, nous admettrons sans commettre d'erreur appréciable que le courant photoélectrique i_φ est petit devant le courant d'obscurité $j_o S$. Le bruit "shot" du courant $j_o S$ est donné par la relation classique

$$\sqrt{i^2} = \sqrt{2 e j_o S \Delta F} \qquad \text{(III-6)}$$

La détectivité D est alors :

$$D = \frac{\frac{e K_\lambda \cdot \lambda}{hc}}{\sqrt{2 e j_o S \Delta F}} \left[\text{Watt}^{-1}\right] \qquad \text{(III-7)}$$

Cette expression confirme la relation III-3, et nous permet d'écrire la valeur de D^*

$$D^* = \frac{\frac{e K_\lambda \lambda}{hc}}{\sqrt{2 e j_o}}$$

$$D^* = \frac{K_\lambda \lambda}{hc} \sqrt{\frac{e}{2 j_o}} \qquad \text{(III-8)}$$

D^* est donc entièrement déterminé, à une longueur d'onde λ, par l'efficacité quantique K_λ et le courant d'obscurité j_o . La figure III-1 nous montre D^* en fonction de la température T et de la longueur d'onde λ , en supposant que l'épaisseur de la région N superficielle (région éclairée) est petite devant la longueur de diffusion L_p des trous dans cette région (cas le plus favorable qui donne $K_\lambda \# 1$ pour $\lambda < \lambda_{seuil}$) .

La figure III-2 rassemble quelques données recueillies dans la littérature scientifique concernant différents détecteurs infrarouge photoconductifs à la température ordinaire (300°K) et les compare à la photodiode en germanium .

La figure III-3 compare la photodiode à 220°K à quelques détecteurs photoconductifs portés àla température de l'azote liquide (77°K) . On y remarque que le détecteur constitué par une photodiode en germanium est le meilleur de tous en valeur absolue de D^* dans le très proche infra-rouge (1 à 1,7μ) .

B. Calcul de la détectivité obtenue dans le montage par accumulation .

Il s'agit de calculer le signal et le bruit . Nous simplifierons le problème, du point de vue mathématique, en supposant que la charge de la photodiode par le circuit extérieur se fait de façon instantanée : l'impulsion $f(t)$ peut être alors confondue avec la fonction $\delta(t)$ de Dirac, transportant la charge $Q = (i_o + i_\varphi)\, t_a$.

Nous écrirons donc :

$$f(t) = Q\, \delta(t) \qquad \text{(III-9)}$$

Cette fonction subit des déformations lorsqu'elle est analysée avec une largeur de bande ΔF non infinie (filtrage) . Pour connaître le résultat de ce filtrage, prenons la transformée de Fourier directe de $f(t)$ (Les transformées de FOURIER introduisent des fréquences négatives, que l'on conserve pour la simplicité du calcul) .

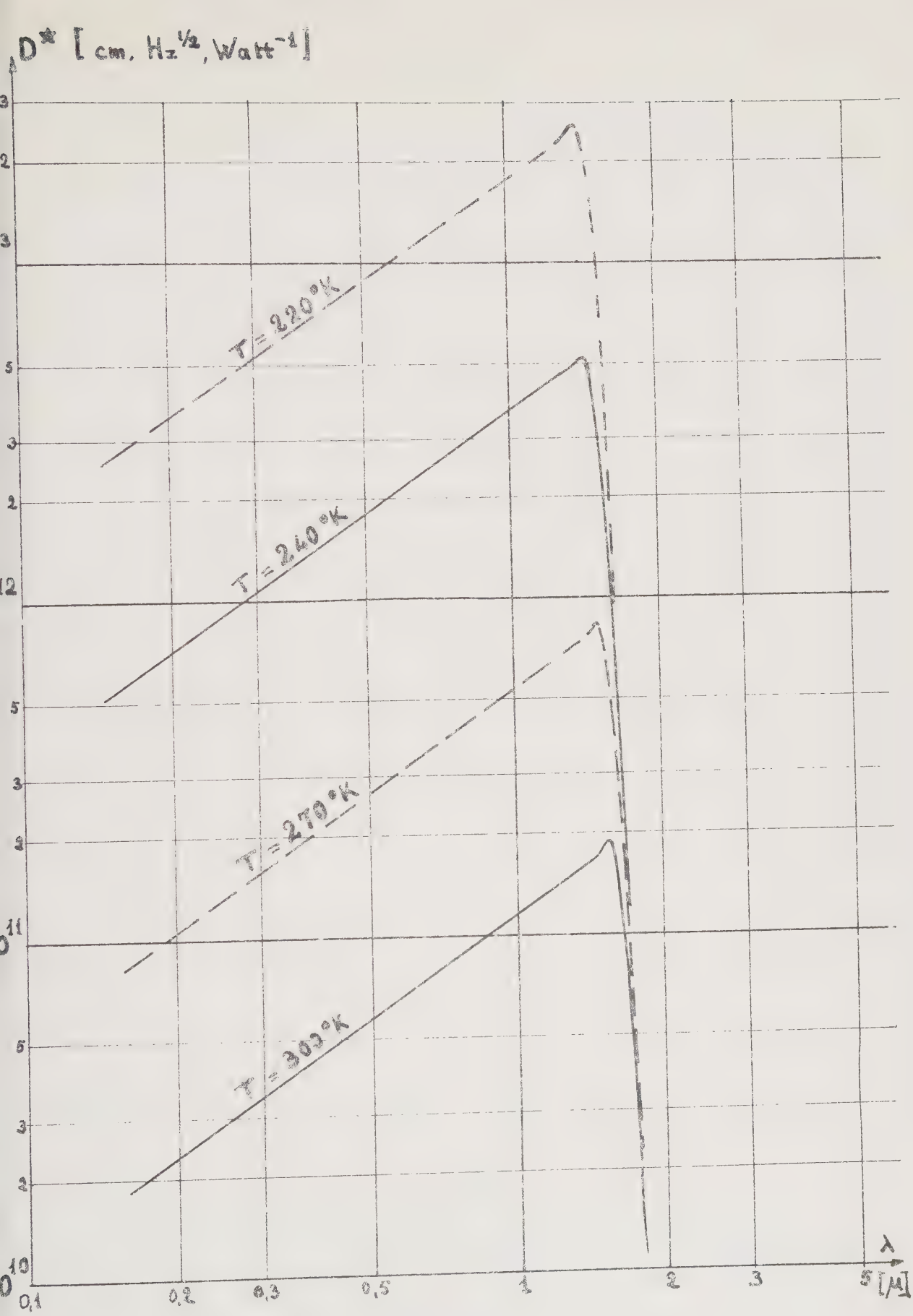


Figure III-1

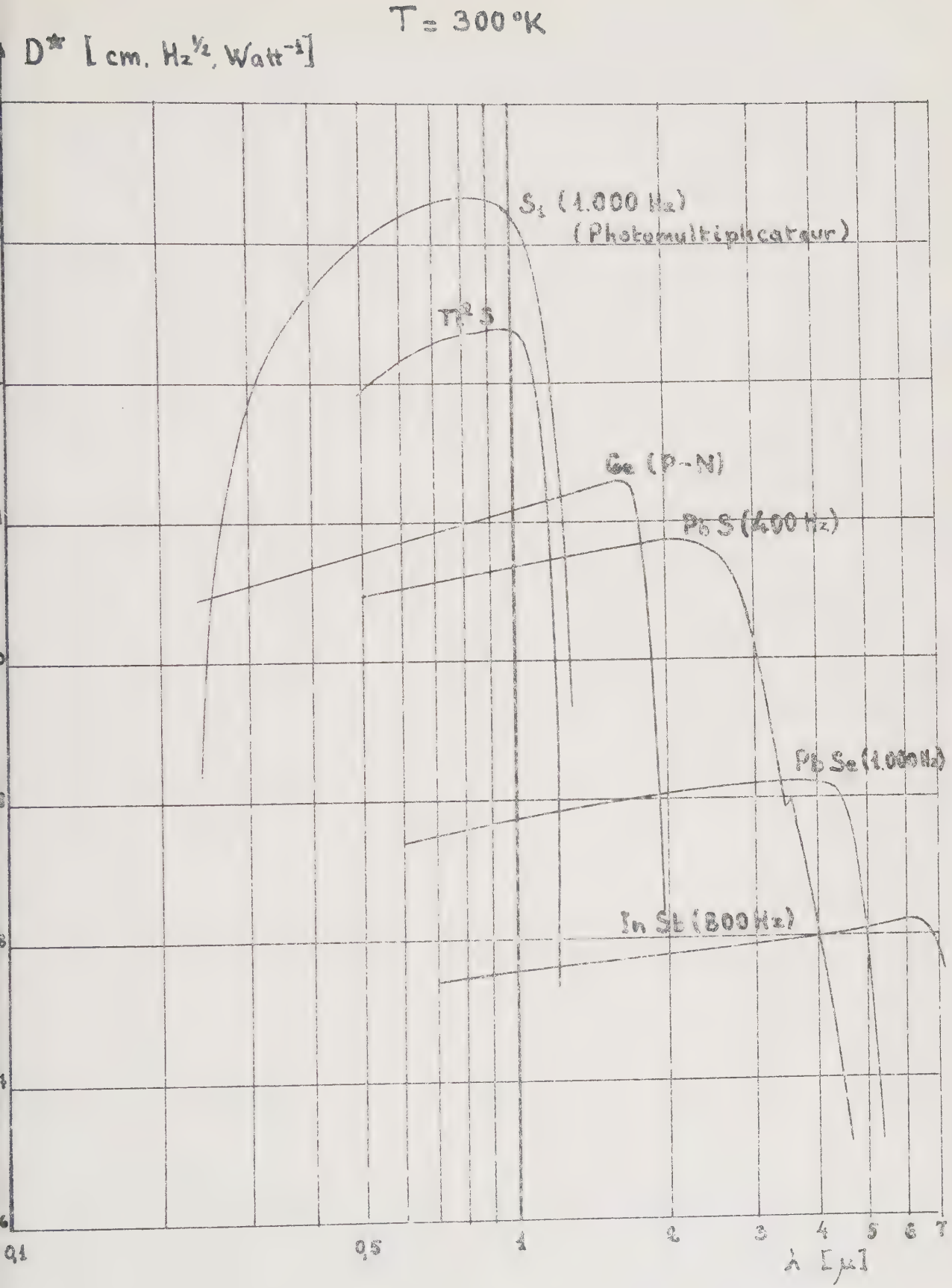

T = 300 °K
D* [cm. Hz½. Watt⁻¹]
S₁ (1.000 Hz)
(Photomultiplicateur)
Tl₂S
Ge (P-N)
Pb S (400 Hz)
Pb Se (1.000 Hz)
In Sb (800 Hz)
0,1
0,5
1
2
3
4
5
6
7
λ [μ]

Figure III - 2

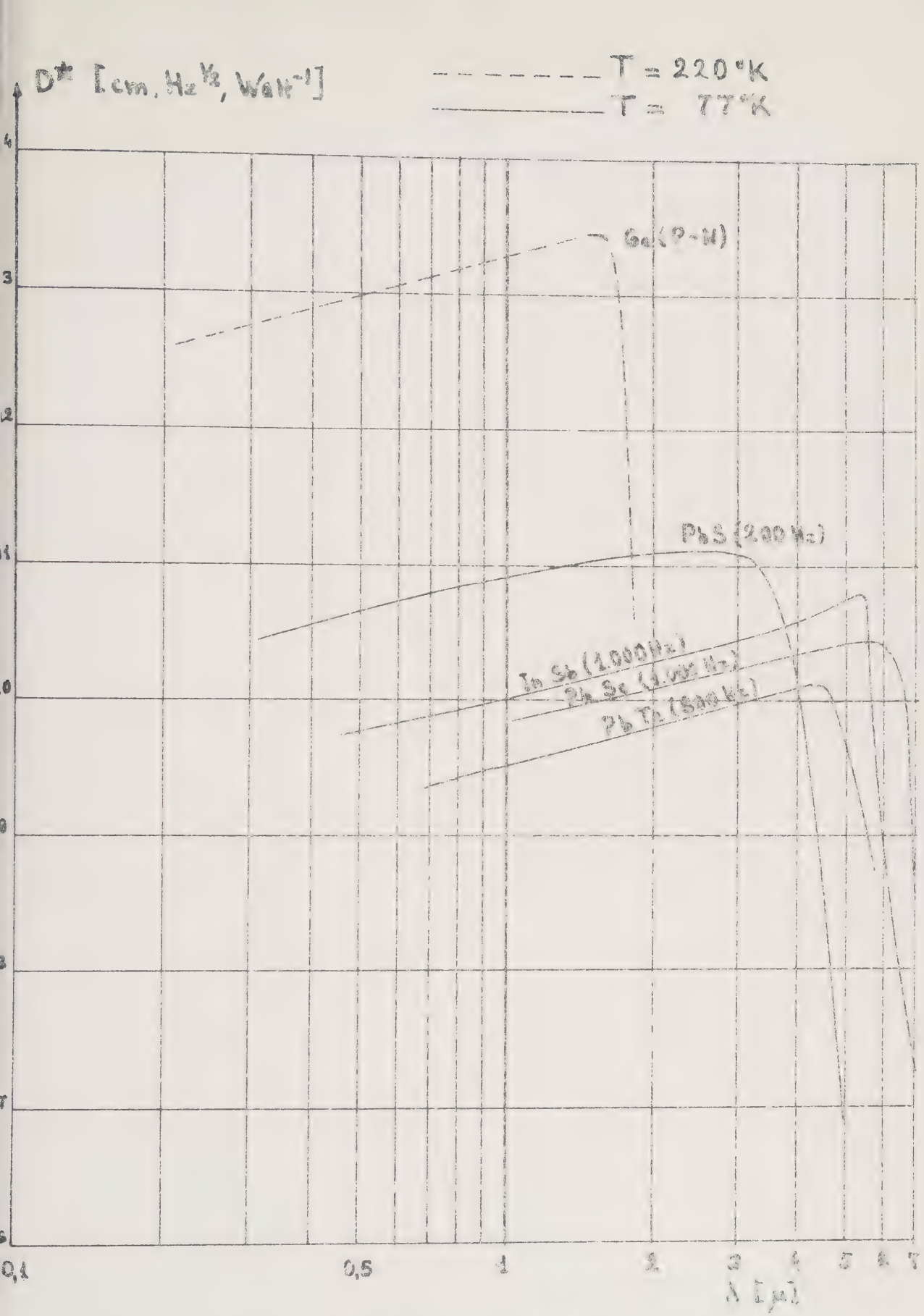

D* [cm. Hz^½, Watt^-1]
T = 220°K
T = 77°K
Ge (P-M)
PbS (200 Hz)
In Sb (1000 Hz)
Pb Te (5000 Hz)
0,1
0,5
1
2
3
4
5
6
7
λ [μ]

Figure III-3

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, \epsilon^{i\omega t}\, dt \qquad \text{(III-10)}$$

$$f(\omega) = Q \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(t)\, \epsilon^{i\omega t}\, dt = Q \qquad \text{(III-11)}$$

La fonction résultante $f_1(t)$ s'obtiendra en prenant la transformée inverse de $f(\omega)$ multipliée par le facteur de transmission du filtre ΔF, que nous supposerons rectangulaire (fonction "fente", ou fonction Rect (ω) qui est égale à 1 ou 0 suivant que $|\omega|$ est inférieur ou supérieur à $\Delta\omega = 2\pi\,\Delta F$ (fig. III-4)

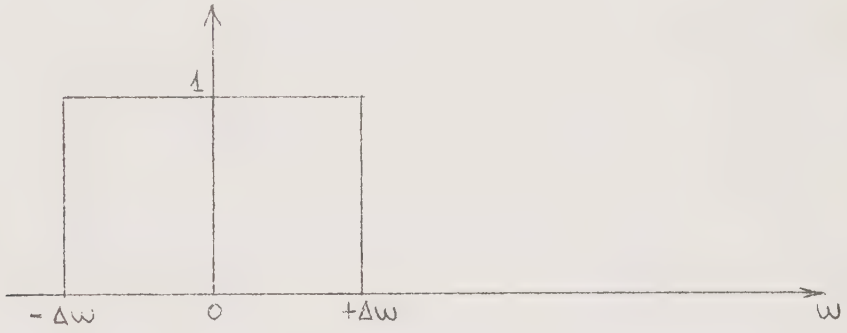


Figure III-4

En pratique, il est possible de construire des filtres qui se rapprochent autant que l'on veut de la fonction "fente", mais ils introduisent alors un déphasage d'autant plus grand, l'impulsion résultante $f_1(t)$ prenant un retard par rapport à l'impulsion originale $f(t)$. Ce phénomène n'apparaîtra pas dans le calcul présent, qui néglige la phase du filtre .

Calculons $f_1(t)$. L'introduction de la fonction Rect (ω) revient à changer les limites $\pm \infty$ de l'intégrale

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega \qquad \text{(III-12)}$$

par $\pm \Delta\omega$. On obtient ainsi :

$$f_1(t) = \frac{Q}{2\pi} \int_{-\Delta\omega}^{+\Delta\omega} \epsilon^{-i\omega t}\, d\omega$$

$$= -\frac{Q}{2\pi i t}\left(\epsilon^{-i\Delta\omega t} - \epsilon^{i\Delta\omega t}\right)$$

$$= \frac{Q \cdot 2i \sin \Delta\omega t}{2\pi i t}$$

$$f_1(t) = \frac{Q}{\pi} \frac{\sin \Delta\omega t}{t} \qquad \text{(III-13)}$$

Ce résultat, représenté par la figure III-5,

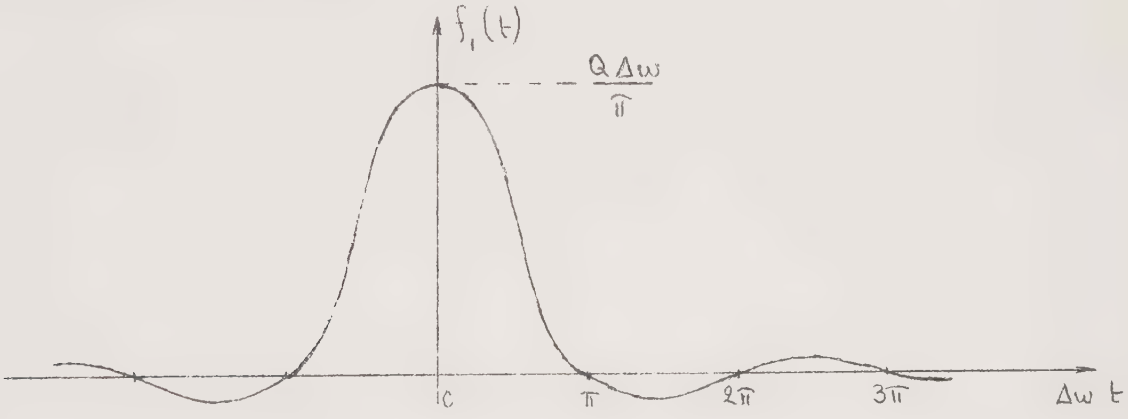


Figure III-5

doit être interprêté, dans la théorie de l'information, comme un cas particulier de la représentation d'une fonction à spectre limité .

En effet, on peut montrer [19] que lorsqu'une fonction admet un spectre limité elle est parfaitement déterminée par les valeurs qu'elle prend en une série de points convenablement choisis ; pour connaître complètement la fonction, il suffit de connaître ses valeurs en un ensemble de points équidistants .

Dans notre cas, cette série de valeurs peut être exprimée par

$$g(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_n \; f_1 (t - n\, t_o)$$

où $f_1(t)$ est la fonction donnée par III-13 et représentée par la figure III-5 et où t_o est déterminé par

$$\Delta\omega\, t_o = \pi \qquad \text{(III-14)}$$

L'information obtenue est donc une série discrète de valeurs a_o , a_1 , a_2 ..... a_n ..... qui valent dans notre cas

$a_o = \dfrac{Q\,\Delta\omega}{\pi}$, $a_1 = a_2 = ... = a_n = 0$.

Si nous analysons maintenant deux impulsions séparées par un temps t_o, dont la première transporte la charge Q_1 et la seconde la charge Q_2, la nouvelle série de valeurs obtenue sera

$a_o = \dfrac{Q_1\,\Delta\omega}{\pi}$; $a_1 = \dfrac{Q_2\,\Delta\omega}{\pi}$; $a_2 = a_3 = ... a_n = o$ (fig. III-6)

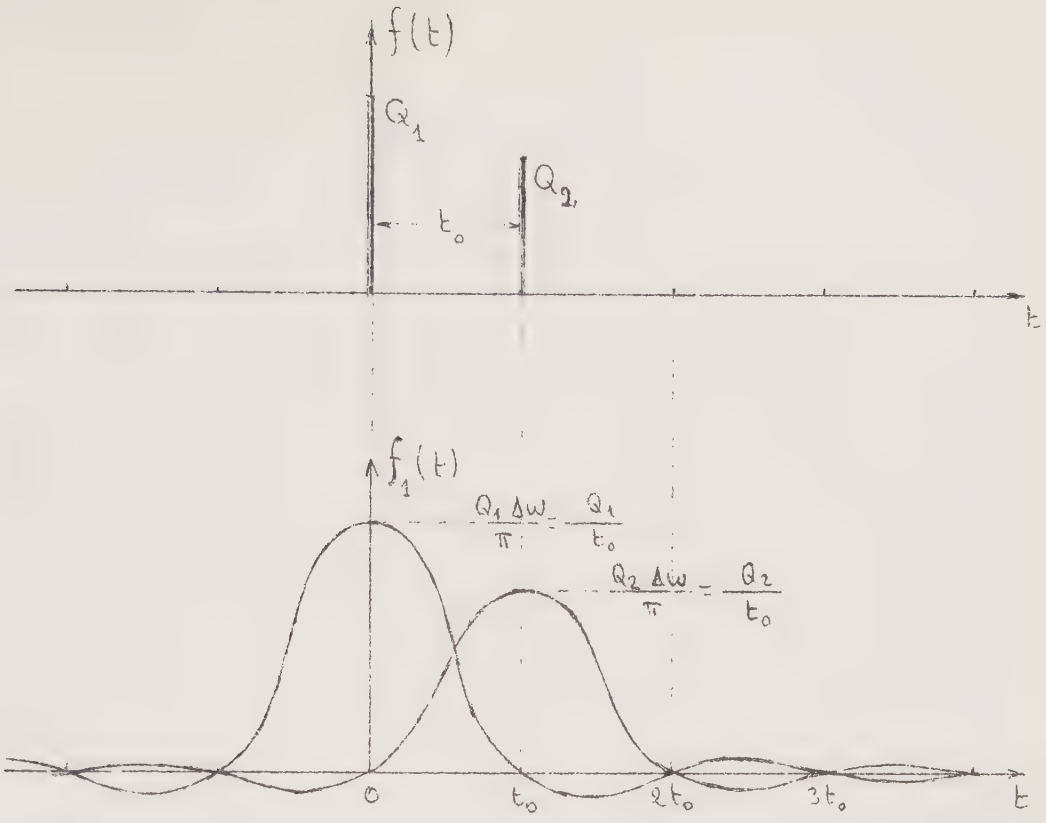


Figure III-6

Il en résulte que le filtrage d'une série d'impulsions périodiques par un filtre rectangulaire de largeur de bande ΔF va nous permettre de discerner des valeurs correspondant à chacune des impulsions pourvu que leur période soit au moins égale à t_o (Nous avons appelé temps d'accumulation t_a ce temps qui sépare deux impulsions successives) .

La condition de "séparabilité" de deux impulsions successives distantes du temps t_a s'écrira donc :

$$t_a \geqslant t_o$$

$$t_a \geqslant \frac{\pi}{\Delta\omega}$$

$$t_a \geqslant \frac{1}{2\,\Delta F} \qquad \text{(III-15)}$$

La relation III-13 nous permet de calculer le signal q_o, valeur de crête de la fonction $f_1(t)$, qui est ici homogène à un courant i.

$$i = \frac{Q\,\Delta\omega}{\pi} = 2Q\,\Delta F \qquad \text{(III-16)}$$

Si nous nous plaçons dans le cas extrême $t_a = \frac{1}{2\,(\Delta F)_m}$, c'est-à-dire que nous choisissons la largeur de bande $(\Delta F)_m$ minimale nous permettant de distinguer les impulsions originales se produisant à intervalles de temps t_a, le courant i vaut :

$$i = \frac{Q}{t_a} = \frac{(i_o + i_\varphi)\,t_a}{t_a} = i_o + i_\varphi \qquad \text{(III-17)}$$

Nous mesurons donc le même courant que si nous avions utilisé la photodiode dans un montage à courant continu .

Il en sera donc de même pour la détectivité . Jusqu'ici nous n'avons donc pas encore montré d'avantage à utiliser la photodiode dans un montage à accumulation de charge .

Voyons encore ce que nous obtenons si nous choisissons une largeur de bande ΔF du spectre d'analyse plus grande .

$$\Delta F > \frac{1}{2\,t_a}$$

Le courant i (comprenant le signal) donné par :

$$i = 2\,(i_o + i_\varphi)\,t_a\,\Delta F$$

peut être mis sous la forme :

$$i = (i_o + i_\varphi)\,\frac{\Delta F}{(\Delta F)_m}$$

Nous voyons donc que le signal est proportionnel à ΔF .

Par ailleurs, le bruit nous est donné par les fluctuations du courant i $\qquad \bar{b} = \sqrt{\overline{i^2}} = \sqrt{2\,e\,i\,\Delta F}$

Le courant i étant proportionnel à ΔF, le bruit $\bar{b}$ le sera aussi, et la détectivité sera donc toujours la même, égale à celle étudiée précédemment en courant continu .

Remarquons que nous avions montré que la détectivité est proportionnelle à $(\Delta F)^{-1/2}$, alors que nous venons de dire que la détectivité est toujours égale à celle que nous obtiendrions en courant continu, et indépendante de la largeur de bande ΔF . La contradiction n'est qu'apparente : en effet, lorsque nous fixons la largeur de bande ΔF dans l'étude d'un montage en courant continu, nous déterminons en fait le temps t_o qui sépare deux sondages successifs du courant et nous mesurons la valeur moyenne du courant pendant ce temps t_o . La valeur de t_o nous est justement donnée par la relation III-14 :

$$t_o = \frac{\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{2\,\Delta F} \quad .$$

Or, dans le montage par accumulation, le temps d'intégration du courant est fixé, égal à t_a ; la largeur de bande ΔF ne joue donc aucun rôle à ce sujet, pourvu qu'elle soit au moins égale à $\frac{1}{2\,t_a}$. Donc, lorsque nous comparons les performances du montage en courant continu et du montage avec accumulation de charge, il nous faut mettre en parallèle ΔF pour le premier avec $\frac{1}{2\,t_a}$ pour le second . Il n'y a donc pas de contradiction dans les affirmations précédentes suivant lesquelles la détectivité des deux montages est la même .

Cependant, il faut remarquer que ce résultat est obtenu dans le premier cas en fermant en permanence un circuit d'analyse sur la photodiode, alors que dans le deuxième cas, le circuit n'est fermé que pendant un temps Δt petit devant t_a .

Si nous considérons une rangée de photodiodes (fig. III-7), nous remarquons que le deuxième montage nous permet d'analyser successivement un grand nombre de photodiodes, ce nombre maximal N étant donné par :

Figure III-7

$$N = \frac{t_a}{\Delta t} \qquad \text{(III-18)}$$

Le montage par accumulation de charge n'apporte donc rien à l'étude d'une cellule unique, mais devient un phénomène essentiel dans l'étude d'ensembles de grains photoélectriques, le gain qu'il représente dans ce cas étant égal au nombre N de grains à analyser pendant le temps t_a . Il suffit pour cela de choisir une largeur de bande ΔF suffisante pour discerner N fois plus d'impulsions

$$\Delta F \geqslant \frac{N}{2\ t_a}$$

puisque nous avons déja montré que dans ce cas nous pouvons augmenter la largeur de bande sans changer pour cela la détectivité, qui reste celle d'un montage en courant continu analysé avec la largeur de bande $(\Delta F)_m$ donnée par

$$(\Delta F)_m = \frac{1}{2\ t_a}$$

Nous ne tirerons pas les conséquences pratiques de ce résultat, mais nous exposerons une étude expérimentale destinée à orienter les recherches qui permettront de faire des applications industrielles de ce phénomène .

Auparavant, complètons le calcul de la Détectivité ; nous savons à présent que le calcul que nous ferons en courant continu nous amènera à des résultats qui resteront valables pour le montage avec accumulation de charge dont le temps d'accumulation t_a sera égal à $\frac{1}{2\ \Delta F}$.

Jusqu'ici nous n'avons considéré que le bruit "shot" du courant d'obscurité . Nous étudierons successivement 3.- l'influence de la résistance de charge R_s, et 4.- l'influence du montage amplificateur et de la fréquence d'analyse F .

3.- Circuit d'utilisation de la photodiode .- Résistance de charge

Le signal est en général recueilli sous la forme d'une différence de potentiel U_s aux bornes d'une résistance de charge R_s (fig. III-8) . La tension de signal U_s est égale à

$$U_s = R_s\ i_\varphi \qquad \text{(III-19)}$$

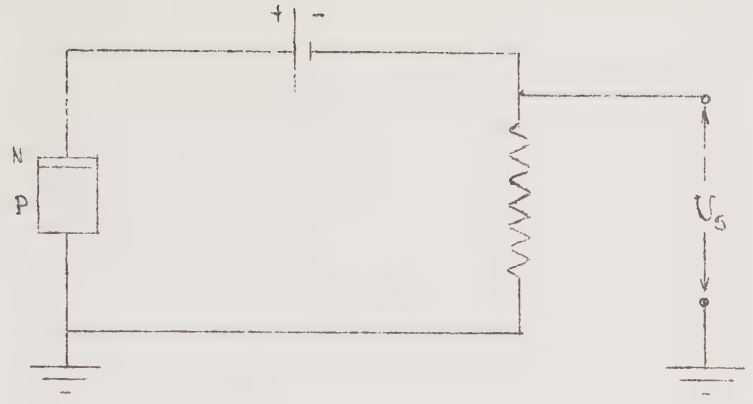


Figure III-8

La tension de bruit $\sqrt{\overline{u}^2_B}$ due au bruit "shot" du courant d'obscurité calculé précédemment est alors

$$\sqrt{\overline{u}^2_B} = R_s \sqrt{\overline{i}^2_B} = R_s \sqrt{2\, e\, j_o\, S\, \Delta F} \qquad \text{(III-20)}$$

Mais la résistance R_s introduit par elle-même un bruit thermique donné par

$$u^2_{B\,th} = 4\, kT\, R_s\, \Delta F \qquad \text{(III-21)}$$

Le bruit total est donc la somme de ces deux composantes :

$$u^2_{BT} = R_s^2\, i^2_B + 4\, kT\, R_s\, \Delta F \qquad \text{(III-22)}$$

La détectivité D devient alors :

$$D = \frac{R_s \dfrac{i_\varphi}{\mathcal{C} S}}{\sqrt{R_s^2 \cdot 2e\, j_o S\, \Delta F + 4\, kT\, R_s\, \Delta F}} = \frac{\dfrac{i_\varphi}{\mathcal{C} S}}{\sqrt{2e\, j_o S\, \Delta F + \dfrac{1}{R_s} \cdot 4\, kT\, \Delta F}}$$

(III-23)

Le deuxième terme sous le radical représente la perte de détectivité due à la résistance R_s . Il est intéressant de déterminer à quelle condition doit satisfaire la valeur de R_s pour que le bruit qu'elle introduit soit au plus égal au bruit "shot" du courant Sj_o .

Nous écrirons donc :

$$2e\, j_o\, S\Delta F \geqslant \frac{1}{R_s} \cdot 4\, kT \cdot \Delta F$$

ce qui nous donne :

$$R_s \geqslant \frac{2kT}{e\, S\, j_o} \qquad \text{(III-24)}$$

Si nous admettons que nous portons la résistance R_s à la même température T que la photodiode, la relation III-14 nous montre que R_s devra être fixée en fonction de la température T proportionnellement à $\frac{T}{j_o}$, soit à $T^{-1/2}\, e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$. Dans ces conditions, la figure III-1 reste valable à un facteur $\sqrt{2}$ près .

Remarquons toutefois que cette augmentation de R_s ne saurait se poursuivre indéfiniment, car la constante de temps de réponse τ_I, égale au produit de la capacité de la photodiode (invariable en fonction de la température) par la résistance R_s lui reste proportionnelle et peut alors dépasser une valeur imposée par la fréquence de lecture du signal .

Nous voyons donc que si une valeur $(R_s)_{Max}$ nous est imposée, il existera une température T_M telle que

$$S\, (R_s)_{Max} = \frac{2k}{e}\, \frac{T_M}{(j_o)_{T_M}} \qquad \text{(III-25)}$$

au-dessous de laquelle il est pratiquement inutile de refroidir la photodiode : la détectivité ne pourrait être multipliée que par le facteur $\sqrt{2\, \frac{T_M}{T}}$ (relation III-13), alors que, comme nous l'avons vu, pour $T > T_M$ elle était une fonction exponentielle de la température .

Une deuxième remarque s'impose à propos de la relation III-24: le rôle de la surface S de la jonction est le même, dans cette relation, que celui de la résistance R_s . C'est donc sur le produit $R_s \cdot S$ qu'il faudra raisonner, car la capacité C est proportionnelle

à S ce qui a pour conséquence que la constante de temps τ_I de réponse de la photodiode est entièrement déterminée par le produit R_s S .

Reprenons la relation III-23 dans laquelle nous supposerons satisfaite l'égalité des deux bruits,"shot" et thermique .

On en tire :

$$D = \frac{\frac{i_\varphi}{\mathcal{C}S}}{2\sqrt{j_o\ S\ \Delta F}} \qquad \left[\text{Watt}^{-1}\right]$$

$$\text{et : } D^\star = \frac{\frac{i_\varphi}{\mathcal{C}S}}{2\sqrt{j_o}} \qquad \left[\text{cm, Hertz}^{1/2}\ \text{Watt}^{-1}\right] \text{(III-26)}$$

D ou $D^\star$ sont donc des fonctions de la température en $j_o^{-1/2}$, c'est-à-dire proportionnelles à

$$T^{-3/4}\ \epsilon^{\frac{\Delta E}{4kT}}$$

La figure III-9 résume ces résultats par le calcul de $D^\star$ et de τ_I en fonction de la température avec les données expérimentales des chapitres précédents .

4.- Calcul plus complet de l'influence d'un circuit d'utilisation .- Rôle du tube amplificateur .

Considérons à présent le montage symbolique de la figure III-10 : La photodiode est considérée comme un générateur de courant i_φ avec, en parallèle, un générateur de courant i_o . La conductance $\frac{dv}{di}$ de la photodiode en polarisation inverse peut être négligée .

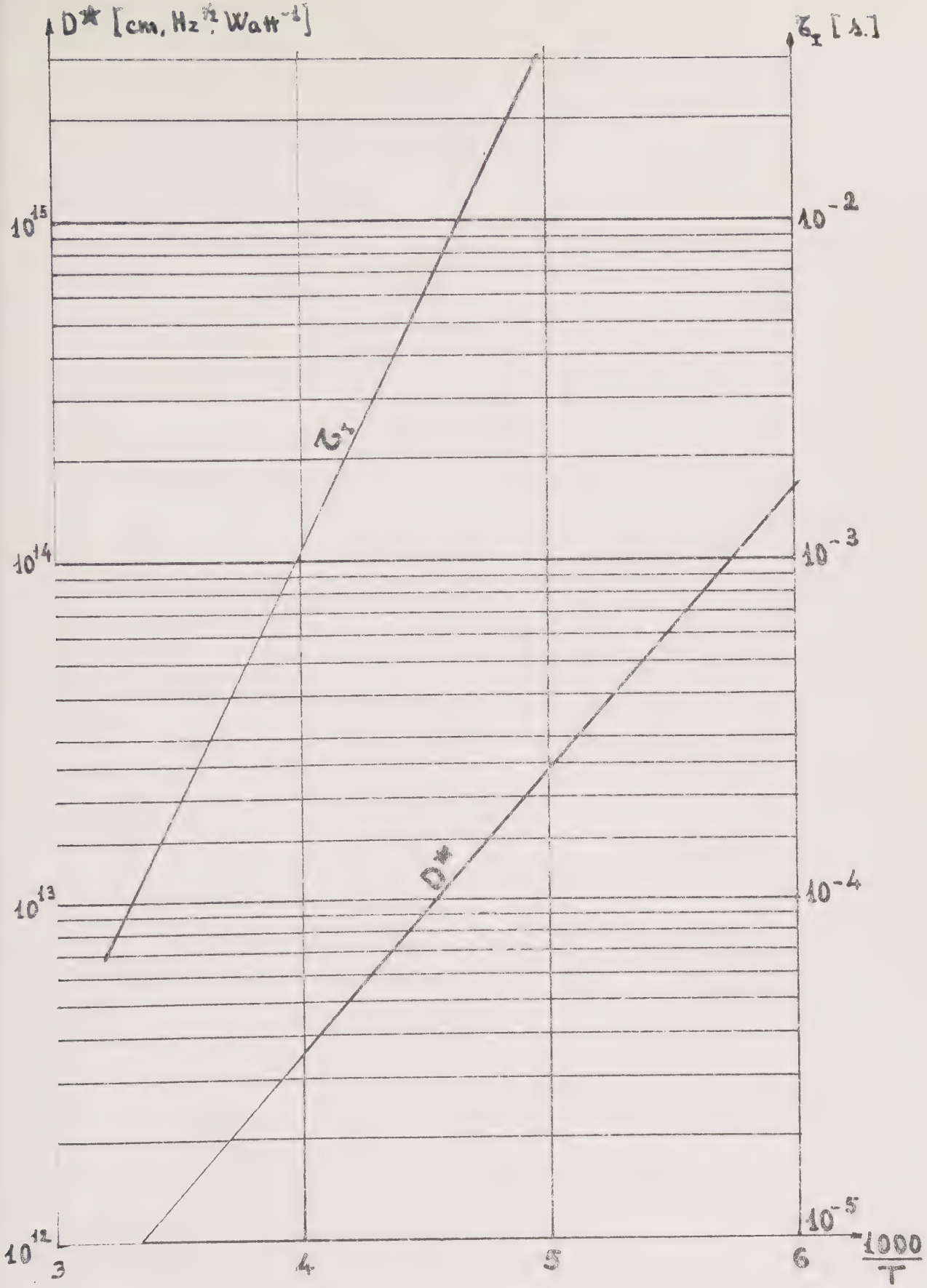

D* [cm, Hz^½ Watt^-1]
ζ_I [A.]
10^15
10^14
10^13
10^12
10^-2
10^-3
10^-4
10^-5
3
4
5
6
1000/T
D*
ζ_I

Figure III-9

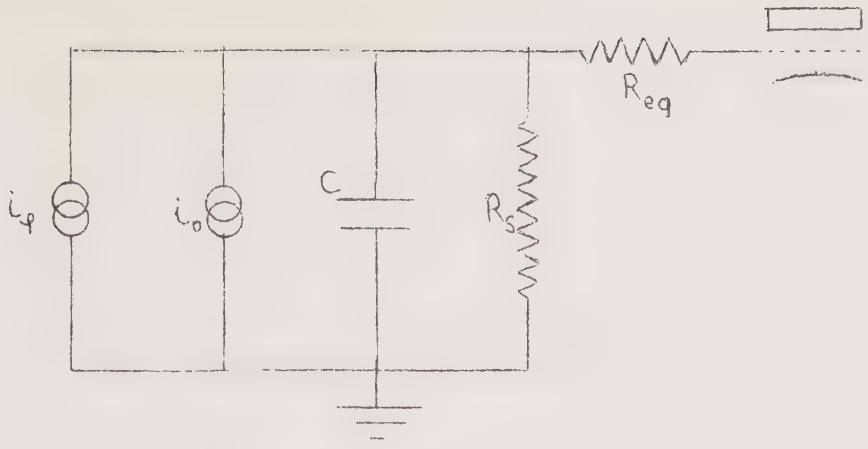


Figure III-10

Nous y avons représenté la capacité C de la photodiode, la résistance de charge R_s et la résistance équivalente de bruit R_{eq} du tube amplificateur . Jusqu'ici nous ne nous étions pas occupé du rôle joué par la fréquence d'analyse $F = \frac{\omega}{2\pi}$; il s'impose ici de le faire, car la résistance équivalente de bruit des tubes amplificateurs R_{eq} est une fonction de F . Par ailleurs, le circuit $R_s C$ agit comme un filtre passe-bas qu'il est indispensable de considérer .

La tension de signal U_s est donnée par

$$U_s = \frac{i_\varphi R_s}{\sqrt{1 + R_s^2 C^2 \omega^2}} \qquad \text{(III-27)}$$

Le bruit a maintenant trois composantes :

1°) Bruit shot de $j_o S$ $\qquad \overline{i}^2_B = 2\, e\, S\, j_o\, \Delta F$

2°) Bruit de l'impédance Z ($R_s C$) $\qquad \overline{u}^2_Z = 4\, kT\, (Re\, Z)\, \Delta F$

3°) Bruit de l'amplificateur $\qquad \overline{u}^2_A = 4\, kT\, R_{eq}\, \Delta F$

Le bruit total est alors :

$$u^2_{BT} = \frac{i^2_B R_s^2}{1 + R_s^2 C^2 \omega^2} + 4\, kT\, \Delta F \left[\frac{R_s}{1 + R_s^2 C^2 \omega^2} + R_{eq} \right]$$

$$u^2_{BT} = \frac{R_s^2\ \Delta F}{1 + R_s^2 C^2 \omega^2} \left[2\, e\, S j_o + \frac{4\, kT}{R_s} + R_{eq} \frac{4\, kT}{R_s^2} (1 + R_s^2 C^2 \omega^2) \right] \qquad \text{(III-28)}$$

La détectivité D est égale au rapport :

$$D = \frac{\frac{U_S}{\mathcal{E}S}}{\sqrt{\bar{u}^2_{BT}}}$$

$$D = \frac{\frac{i_\varphi}{\mathcal{E}S}}{\sqrt{\Delta F}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2e\ S\ j_o + 4\ kT\ (\frac{1}{R_s} + \frac{R_{eq}}{R_s^2} + R_{eq}\ C^2\ \omega^2)}} \quad \text{(III-29)}$$

Pour mieux mettre en évidence la perte de détectivité due au circuit d'analyse, appelons D_o la détectivité calculée en faisant abstraction de ce circuit (relation III-7) et calculons le rapport D_o/D qui nous donnera le coefficient par lequel nous avons divisé la détectivité .

Nous avons :

$$D_o = \frac{\frac{i_\varphi}{\mathcal{E}S}}{\sqrt{2\ e\ S\ j_o\ \Delta F}}$$

d'où :

$$\frac{D_o}{D} = 1 + \sqrt{\frac{4\ kT\ (\frac{1}{R_s} + \frac{R_{eq}}{R_s^2} + R_{eq}\ C^2\ \omega^2}{2\ e\ S\ j_o}} \quad \text{(III-30)}$$

Dans la parenthèse nous avons trois termes : en fonction de la pulsation ω le premier est constant, le second l'est aussi sauf pour les faibles valeurs de ω ($\omega < 100$ Hertz) où R_{eq} est plus grand, le troisième est proportionnel à ω^2 .

La figure III-11 présente les variations du rapport D_o/D en fonction de ω, pour la température T = 220°K et en admettant que l'égalité III-24 est réalisée :

$$S\ R_s = \frac{2kT}{e j_o}$$

Dans ces conditions, la relation III-30 nous montre que le rapport Do/D sera au moins égal à $\sqrt{2}$.

Pour les calculs de la figure III-11 nous avons utilisé les valeurs R_{eq} de catalogue d'une lampe triode EF 42 qui réunit mieux que la plupart des tubes amplificateurs les conditions d'avoir une faible résistance équivalente de bruit à haute fréquence et une assez faible remontée de R_{eq} vers les basses fréquences .

Le produit $S\,R_s$ étant fixé, nous avons tracé trois courbes pour trois valeurs différentes de S (donc de R_s) . Ces courbes montrent que la perte de détectivité due au tube amplificateur (R_{eq}), et qui devient très nette aux fréquences élevées, est d'autant plus faible que la surface S de la photodiode est plus petite .

En résumé, pour des photodiodes de petite surface, la seule perte de détectivité due au circuit d'analyse sera motivée par la résistance de charge R_s qui ne pourra pas toujours être aussi élevée que souhaitable à cause des limites généralement imposées pour la valeur de la constante de temps τ_I de réponse .

Remarquons, finalement, que ces résultats concernant la détectivité d'une photodiode dans un montage à courant continu restent entièrement valables pour le montage à accumulation de charge, même lorsque la photodiode analysée fait partie d'un ensemble de N photodiodes, et que dans ce cas la largeur de bande ΔF a été multipliée par N . En effet, pour la tension U_s aux bornes de la résistance R_s, comme pour le courant i qui la traverse, le signal et le bruit sont tous deux proportionnels à ΔF ; tout se passe donc comme si la largeur de bande ΔF qui apparaît dans les relations qui déterminent la détectivité (III-23, III-29) était égale à $(\Delta F)_m$ donnée par

$$(\Delta F)_m = \frac{1}{2t_a}$$

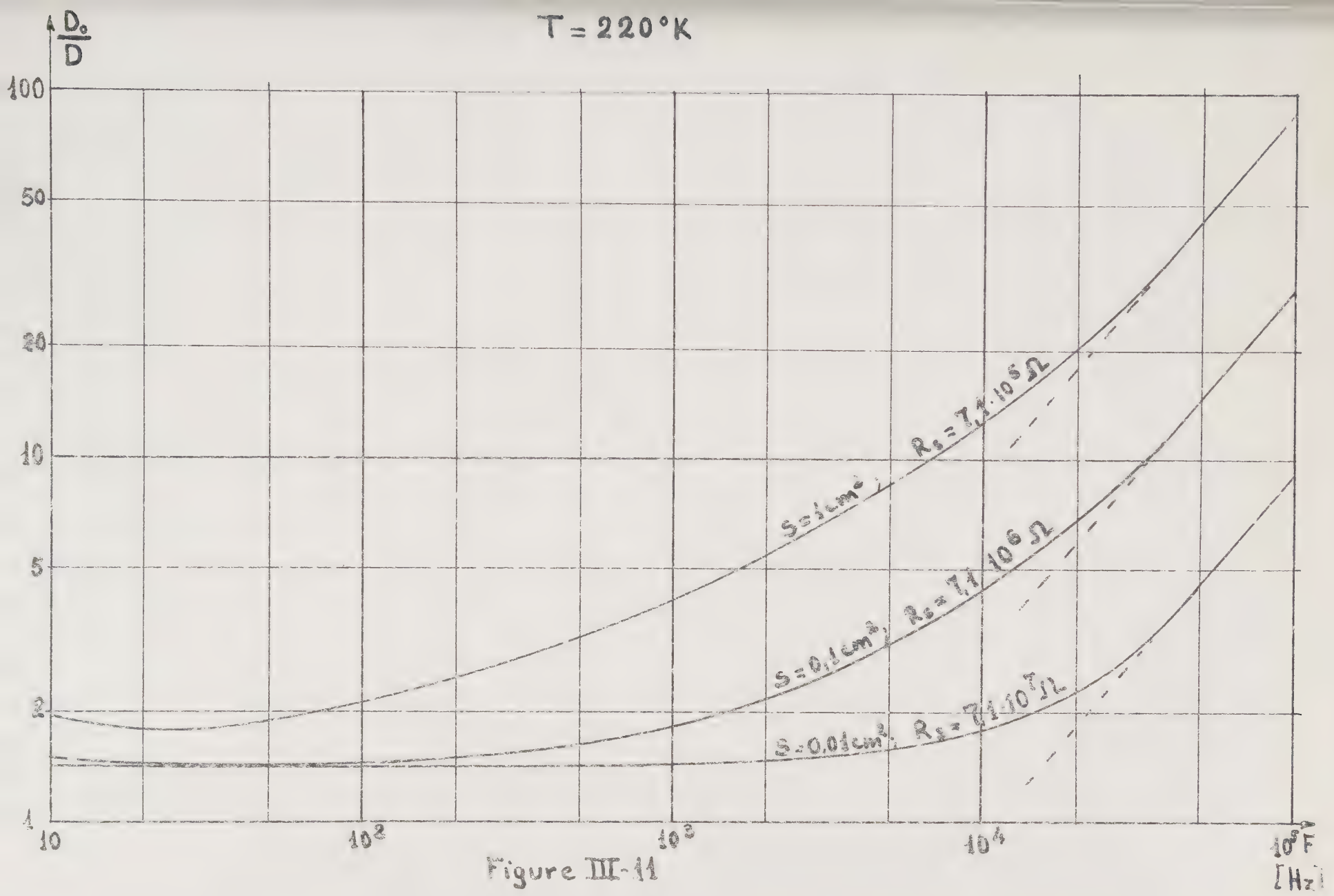


Figure III-11

Exemple numérique

Prenons une rangée de 10.000 photodiodes dont la surface S de chacune est déterminée par un carré de 0,1 mm de côté ($S = 10^{-8} m^2$) . Supposons qu'un pinceau d'électrons balaye cette rangée à la fréquence de 5 fois par seconde (t_a = 0,2 seconde) . Le temps Δt pendant lequel chaque photodiode reste en circuit est donc :

$$\Delta t = \frac{t_a}{N} = \frac{0,2}{10^4} = 20\ \mu s$$

Les courbes expérimentales nous montrent que si le courant de faisceau I_{cl} est suffisant, il suffit que Δt soit 4 à 5 fois plus grand que τ_I pour que la charge de la photodiode soit entièrement réalisée . Posons donc $\tau_I = 5\ \mu s$, ce qui va nous permettre de calculer la résistance de charge R_s par la relation

$$\tau_I = C\ R_s$$

Or, la capacité par unité de surface C/S vaut environ $2 \cdot 10^{-5}$ Farad/m^2 (Cf Fig. II-16 à II-20), ce qui nous donne :

$$C = 2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ Farad}$$

et : $$R_s = \frac{\tau_I}{C} = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 10^{-13}} = 2,5 \cdot 10^7\ \Omega$$

Si nous choisissons v_o = - 10 volts, nous obtenons :

$$Q_T = 3 \cdot 10^{-12} \text{ Coulomb}$$

Cette valeur nous permet de déterminer la valeur du courant d'obscurité i_o qui rend $t_a = (t_a)_{opt}$ (relation II-48)

$$i_o = \frac{Q_T}{2\ t_a}$$

ce qui nous donne :

$$i_o = \frac{3 \cdot 10^{-12}}{2 \cdot 0,2} = 7,5 \cdot 10^{-12} \text{ Ampère}$$

soit $j_o = 7,5 \cdot 10^{-4}$ Amp/m^2, ce qui détermine la température T (fig. I-10 à I-12) :

$$\underline{T = 190°K}$$

La largeur de bande ΔF que nous choisissons vaut :

$$\Delta F = \frac{N}{2t_a} = \frac{10^4}{2 \cdot 0,2} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ Hertz} .$$

La détectivité devra être calculée sur la base d'une largeur de bande fictive $(\Delta F)_m$ égale à :

$$(\Delta F)_m = \frac{1}{2t_a} = 2,5 \text{ s}^{-1}$$

Calculons la tension de bruit u^2_{BT} donnée par la relation III-22

$$\sqrt{u^2_{BT}} = \sqrt{R_s^2 (2 e i_o \Delta F) + 4 kT R_s \Delta F}$$

$$= R_s \sqrt{\Delta F} \left(2 e i_o + \frac{4 kT}{R_s}\right)^{1/2}$$

$$\sqrt{u^2_{BT}} = 2,5 \cdot 10^7 \sqrt{2,5} \left(2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 7,5 \cdot 10^{-12} + \frac{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \times 190}{2,5 \cdot 10^7}\right)^{1/2}$$

$$= 3,95 \cdot 10^7 \left(2,4 \cdot 10^{-30} + 4,20 \cdot 10^{-28}\right)^{1/2} \text{ Volt} \quad (1)$$

$$= 3,95 \cdot 10^7 \sqrt{4,22 \cdot 10^{-28}} = \underline{8,1 \cdot 10^{-7} \text{ Volt}}$$

Si nous considérons que nous pouvons observer un signal égal au bruit, nous écrirons :

$$U_s = 8,1 \cdot 10^{-7} \text{ Volt} .$$

ce qui nous donne :

$$i_\varphi = \frac{U_s}{R_s} = \frac{8,1 \cdot 10^{-7}}{2,5 \cdot 10^7} = 3,25 \text{ X } 10^{-14} \text{ Ampère}$$

---

1) Remarquons que le 2° terme, dû au circuit d'analyse, est prépondérant : c'est donc la constante de temps τ_I qui est à l'origine de la limite de la détectivité, la relation III-24 n'étant pas satisfaite dans cet exemple .

Calculons quel est le flux incident $(\mathcal{E}S)_{min}$ correspondant à ce courant i_φ . Pour cela donnons nous $\lambda = 1,7\,\mu$ et $K_\lambda = 0,5$. Le calcul donne alors

$$(\mathcal{E}S)_{min} = i_\varphi \frac{hc}{e\lambda K_\lambda}$$

$$= 3,25 \cdot 10^{-14} \frac{1,24}{1,7 \cdot 0,5}$$

$$\underline{(\mathcal{E}S)_{min} = 4,7 \cdot 10^{-14} \text{ Watt}}$$

Ce flux minimal détectable par chaque photodiode est faible, et représente un résultat intéressant .

2ème Partie .- ETUDE EXPERIMENTALE

Comme nous l'avons annoncé, cette étude prépare le chemin aux recherches pouvant conduire à des applications industrielles du phénomène que nous avons étudié . Elle consiste principalement dans la mise en évidence des difficultés qui se présentent lorsque l'on veut analyser, non plus une photodiode unique, mais une rangée de photodiodes (ou une mosaïque) et dans la détermination des paramètres qui fixent l'ordre de grandeur des phénomènes parasites qui apparaissent alors .

En effet, lorsqu'on veut analyser une série de photodiodes, il devient indispensable de les placer dans le vide, dans un tube qui a subi un étuvage, où l'on a formé une cathode et, en général, "flashé" un getter, et de faire tomber les électrons du faisceau directement sur le germanium (au moins en principe, car il y a pratiquement des moyens de l'éviter) .

Remarquons à présent que l'étude expérimentale du Chapitre II essayait d'approcher ces conditions, tout en omettant cependant un certain nombre d'entre elles par souci de séparer les difficultés . Le phénomène d'accumulation ayant ainsi été mis en évidence et mesuré, nous avons construit des tubes à vide dans lesquels nous avons placé une photodiode sur le trajet direct des électrons . Nous avons alors observé les phénomènes suivants :

1.- Augmentation du courant inverse d'obscurité .

Nous avons constaté, après l'ensemble des opérations de scellement, pompage, étuvage, formation de la cathode et "flashing" du getter, que le courant inverse de la jonction se trouve multiplié par un facteur compris entre 10 et 30 . Par la suite, le courant baisse lentement au cours du temps, et nous avons mesuré sur les tubes TED 5, TED 6 et TED 7 contenant chacun une diode préparée d'après les indications données dans le Chapitre II du présent mémoire, un retour à un courant d'obscurité 2 à 3 fois supérieur au courant initial, et cela 6 à 8 mois après la fermeture du tube .

La première idée qui vient à l'esprit est de penser qu'il s'agit d'une pollution de la surface de la jonction . Nous avons donc fait une série d'expériences en vue de confirmer ou d'infirmer cette idée :

a) La diode se trouvant dans le tube TED 6 a été protégée par un film mince d'araldite : son évolution a été cependant en tout semblable aux autres .

b) Pendant les opérations qui entraînent un chauffage de la diode, nous avons surveillé la pression à l'intérieur du tube de façon que le libre parcours moyen des molécules du gaz contenu reste nettement plus grand que les plus grandes dimensions géométriques du tube (régime moléculaire), le tube étant réalisé de façon que la surface de la jonction ne soit pas en vue directe d'un agent polluant (getter ou cathode) . Par ailleurs, nous avons constaté que l'opération de fermeture du tube au chalumeau seule suffisait pour que le courant d'obscurité soit multiplié par un facteur pouvant aller de 5 à 8 .

La figure III-12 nous montre ce qu'était la caractéristique inverse de la diode D_{12} à la température ambiante avant son introduction dans le tube TED 12, et ce qu'elle est devenue après l'ensemble des opérations de fabrication du tube . Nous remarquons que, non seulement le courant d'obscurité a été multiplié par un facteur voisin de 8, mais encore que la saturation n'est plus observable (le facteur 8 est obtenu pour $v_o = - 30$ volt) .

De toute évidence, cette étude expérimentale est incomplète : il nous aurait fallu essayer d'autres méthodes de fermeture du tube (soudure à l'argon d'électrodes préalablement soudées au verre) et contrôler l'évolution du courant d'obscurité au cours de l'étuvage en établissant, à des temps réguliers, des retours à la température ambiante .

2.- Émission secondaire .

Puisque nous nous sommes imposés de fermer le circuit électrique par un faisceau d'électrons, nous sommes obligés de bombarder la surface du germanium par ces électrons, ce qui produit une émission secondaire dès que les électrons incidents ont une énergie supérieure à quelques volts .

Dans le chapitre II nous avons éludé cette difficulté en reliant l'électrode P de la photodiode à un cylindre de Faraday (fig. II-5) ; ceci nous a permis de relever la caractéristique de la figure II-9 : la saturation indique que la plupart des électrons qui entrent dans le cylindre sont captés (une petite fraction d'entre eux peut ressortir du cylindre : ce sont quelques électrons "réfléchis", c'est-à-dire ceux qui repartent avec une énergie peu différente de celle avec laquelle ils ont frappé la paroi) .

Dans le cas présent, le bombardement direct du germanium ne peut éviter l'émission d'électrons secondaires : on obtient alors une caractéristique courant (reçu par la région P de la diode) - tension (de cette région par rapport à la cathode) qui nous est montrée par la

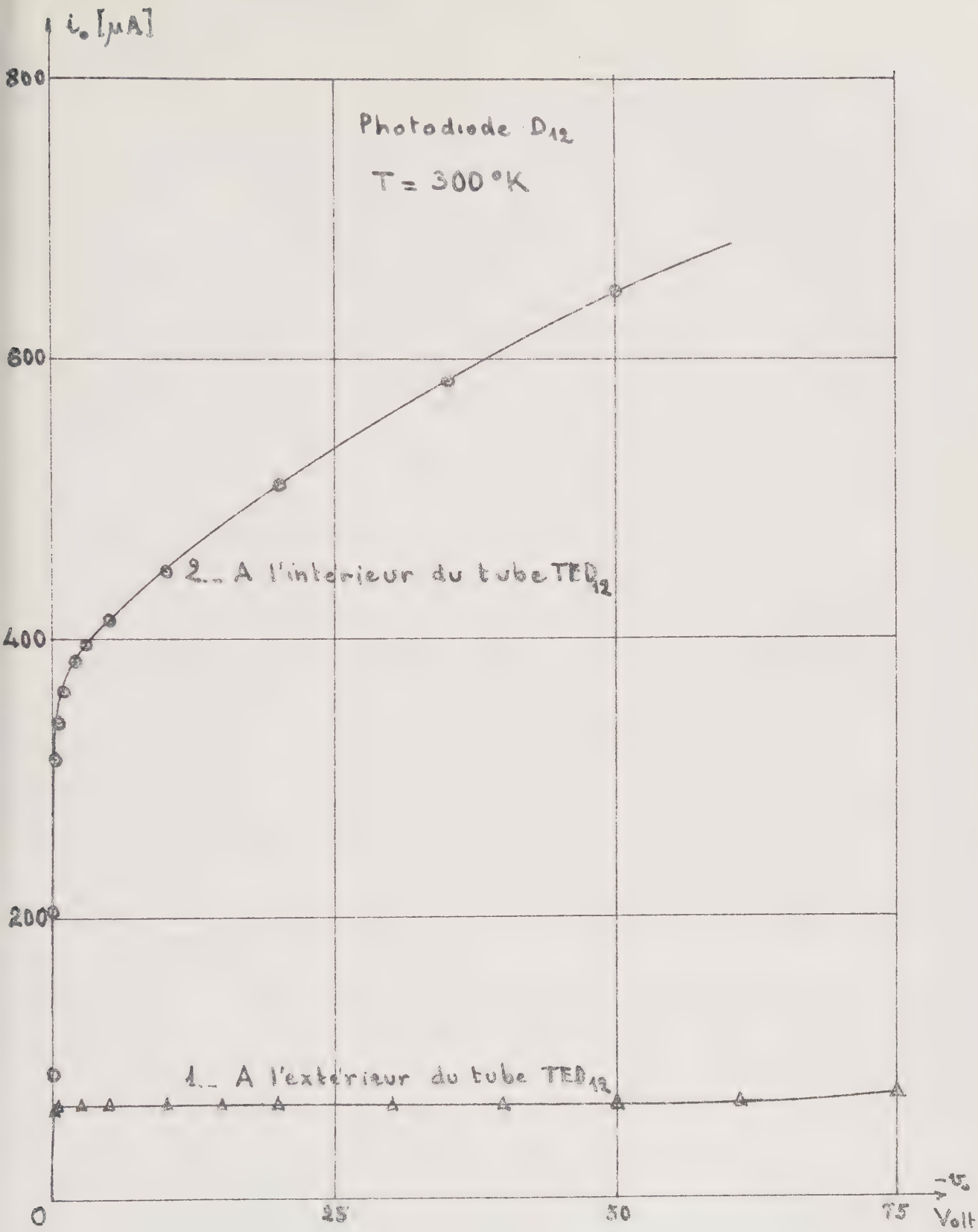


Figure III-12

figure III-13, relevée sur le tube TED 11 : $I = f(v)$. Cette caractéristique nous rappelle celles des tétrodes, dues au même phénomène d'émission secondaire d'électrons sur l'anode .

Pour un grain isolé (notre cas), ce phénomène n'est gênant que dans la mesure où il réduit le courant électronique, mais sur une mosaïque il pourrait avoir pour conséquence de créer une "pluie" d'électrons sur les grains voisins . Il faudra donc tenir compte de ce phénomène, le limiter peut-être en déposant sur le germanium un film de métal à faible pouvoir d'émission secondaire, et en tout cas éviter la "pluie" d'électrons en disposant convenablement une grille positive devant la mosaïque .

3.- Résistance interne ρ

Nous avons vu dans le chapitre II que si nous appelons R_s la résistance en série aux bornes de laquelle nous recueillons le signal, la constante de temps τ_I de charge de la photodiode nous est donnée par la relation II-36

$$\tau_I = \frac{dQ}{dv} (R_s + \rho)$$

Or, τ_I doit être faible pour que l'on puisse analyser des mosaïques à grand nombre d'éléments, ce qui exige que ρ soit petit . Ceci dépend de la disposition des électrodes, et en particulier pour la mosaïque, de la distance de la grille dont nous avons parlé dans le paragraphe précédent, à la mosaïque .

Remarquons cependant que ce problème n'est peut-être pas critique, car si le nombre d'éléments d'une cible est plus grand, cela veut dire que la surface de chacun, donc sa capacité $\frac{dQ}{dv}$ est plus petite dans la même proportion, et nous pourrons donc admettre des valeurs de ρ (et de R_s par la même occasion) assez élevées .

Dans notre cas, nous avons obtenu d'abaisser ρ à la valeur de 10.000 Ω environ, ce qui nous a conduit à des constantes de temps τ_I de l'ordre de quelques microsecondes, valeurs qui convenaient bien à nos expériences .

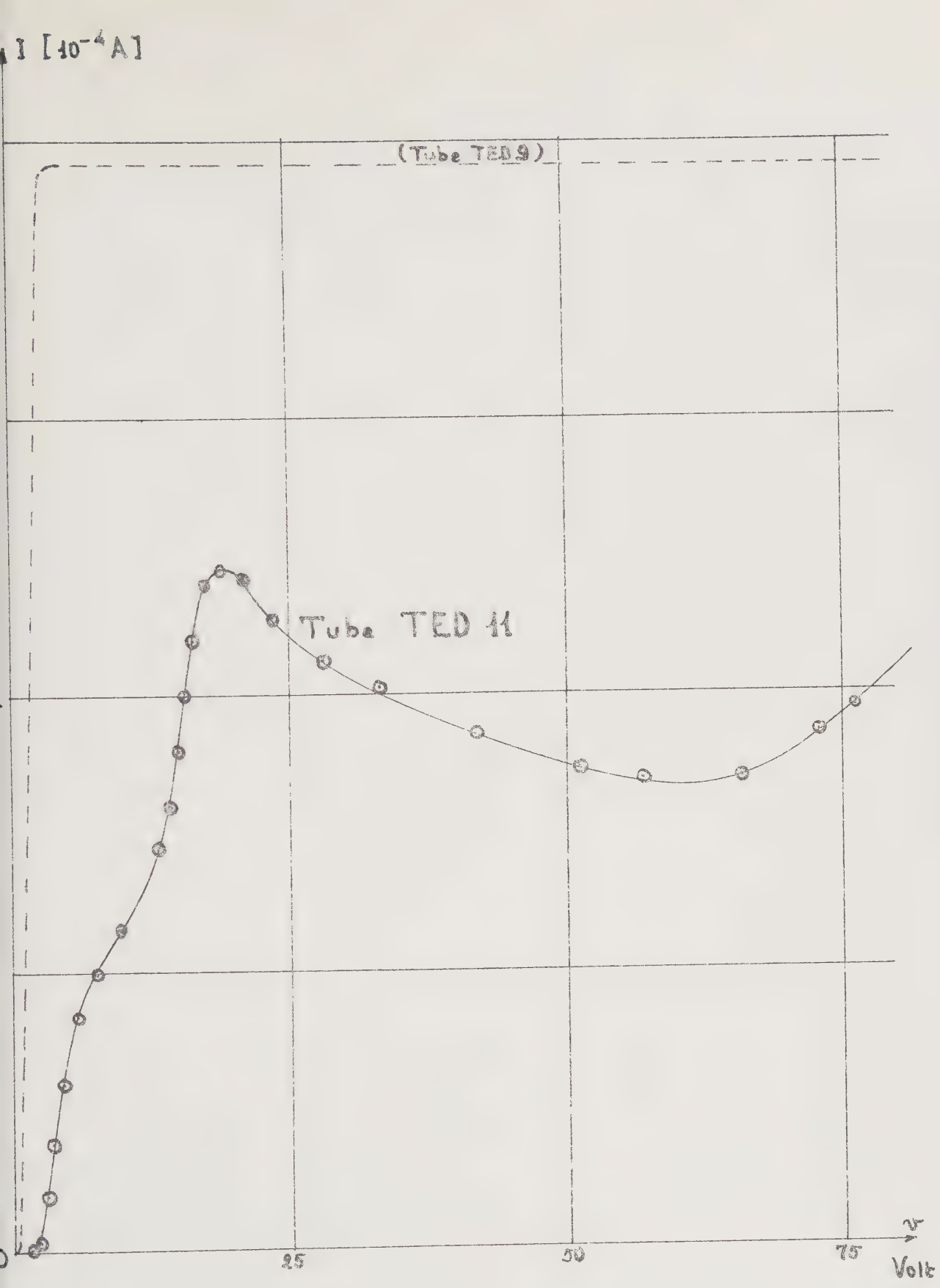


Figure III-13

4.- Echauffement produit par la source d'électrons .

Le faisceau d'électrons est produit par un canon à électrons possèdant une cathode et un filament pour la chauffer . Par conduction thermique, toute la structure du canon s'échauffe et, par suite, la photodiode qui s'y trouve fixée .

Dans notre cas ce phénomène a été très gênant, car la photodiode se trouvant dans le vide, fixée aux électrodes finales du canon à électrons, n'était refroidie que par l'hydrogène gazeux entourant l'ensemble du tube, dans l'enceinte intérieure du cryostat .

Ainsi, à cause de l'échauffement produit par le filament, la température de la photodiode devient plus élevée que celle que nous avons fixée par le cryostat : il nous faut donc trouver un autre moyen de la déterminer . Pour cela, nous avons disposé une connexion électrique auxiliaire reliant L'électrode de la région P de la photodiode nous permettant de remplacer le rôle du faisceau d'électrons dans la fermeture du circuit de la photodiode, et mesurer ainsi la caractéristique $i_o = f(T)$, le filament n'étant pas chauffé . Ensuite, au cours des mesures utilisant le faisceau d'électrons, la température T nous est donnée par la valeur de i_o que nous mesurons .

Mais i_o n'est plus facilement mesurable, à cause d'un cinquième phénomène :

5.- Eclairage de la photodiode produit par la cathode .

La photodiode, sensible dans l'infrarouge, a une réponse i_{φ_o} non négligeable devant i_o lorsqu'elle reçoit le rayonnement provenant de la cathode qui, moyennement chauffée (850°C), émet alors surtout dans l'infrarouge (la longueur d'onde du maximum d'émission du corps noir à cette température est $\lambda = 2,5\,\mu$) . Ce phénomène est d'autant plus marqué que la température de la photodiode est plus basse, c'est-à-dire que i_o est plus petit .

On peut cependant déterminer la part de i_{φ_o} dans le courant mesuré $i_o + i_{\varphi_o}$ en observant les phénomènes transitoires consécutifs à la mise sous tension du filament du canon à électron : les conditions d'éclairage s'établissent avec une constante de temps beaucoup plus faible que celle correspondant à l'établissement de l'équilibre thermique .

Dans l'ensemble, ces deux derniers phénomènes ont limité l'étendue de nos mesures vers les basses températures . Nous aurions pu éliminer ces phénomènes, mais il aurait fallu pour cela construire des tubes spéciaux beaucoup plus compliqués, où nous aurions installé une électrode à ailettes pour établir une conduction thermique entre la photodiode et le milieu extérieur (exige une soudure verre-métal) et où nous aurions pu courber le faisceau d'électrons par un champ magnétique . Nous ne nous sommes pas intéressés à l'étude systématique de ces solutions, relativement classiques . Pour nous, dans l'étude présentée dans le chapitre II, la disposition de la photodiode en dehors du tube et le noircissement de la paroi du tube avec une couche d'aquadag nous ont épargné ces difficultés .

CONCLUSION

La théorie élémentaire des semiconducteurs électroniques permettait de prévoir l'existence d'un phénomène d'accumulation dans les photodiodes : les lois de ce phénomène et en particulier la manière dont la température le gouverne pouvaient être formulées à partir de cette théorie . Nous l'avons fait et nous avons montré expérimentalement que le phénomène prévu existe bien et que dans le cas d'une photodiode en germanium à jonction abrupte les résultats trouvés sont conformes aux lois théoriques avec une bonne approximation

Nous avons montré également que l'ordre de grandeur des charges et des énergies accumulées restait petit tant que la photodiode fonctionnait en polarisation directe, mais qu'il pouvait devenir beaucoup plus grand et, en conséquence, susceptible d'applications pratiques, lorsque la photodiode était utilisée après polarisation inverse . Dans le domaine du proche infra-rouge, une photodiode utilisée dans de telles conditions et à des températures de l'ordre de 200°K, semble constituer le meilleur détecteur de rayonnements qui soit à notre disposition .

Enfin, après avoir étudié les circuits d'utilisation et la détectivité d'une telle photodiode, nous avons étendu notre examen au cas d'une rangée de N photodiodes successivement explorées par commutation rapide à l'aide d'un pinceau d'électrons .

BIBLIOGRAPHIE

1	W. SHOCKLEY W.T. READ	Phys. Review	87	(5)	835-840	1 sep 1952
2	Ch. T. SAH R.N. NOYCE W. SHOCKLEY	Proc. IRE	45	(9)	1228-1243	sep 1957
3	M. BERNARD	Jal Electronics	2	(6)	579-596	mai 1957
4	W. SHOCKLEY	B.S.T.J.	28	(3)	435-489	juill 1949
5	E.S. RITTNER	Photocard.Conf.Atlantic City 4-6 nov 1954			215-268	1956 Wiley, N.W.
6	R.L. CUMMEROW	Phys. Review	95	(1)	16-21	1 juil 1954
7	M. BECHER H.Y. FAN	Phys. Review	78	(3)	301-302	1 mai 1950
8	H.Y. FAN	Phys. Review	82	(6)	900-905	15 juin 1951
9	M.B. PRINCE	Phys. Review	92	(3)	681-686	1 nov 1953
10	C.S. HUNG J.R. GLIESSMAN	Phys. Review	96	(5)	1226-1233	1 dec 1954
11	H. FRITZSCHE	Phys. Review	99	(2)	406-418	15 juill 1955
12	M. BERNARD	Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris				13 juin 1958
13	R.N. HALL	Phys. Review	87	(2)	387	15 juill 1952
14	E.M. PELL	J.Appl.Phys.	26	(6)	658-665	juin 1955
15	Mc FARLANE & ROBERTS	Phys. Review	97	(6)	1714-1716	1955
16	G.A. BOUTRY & M. ROBERT	C.R.Acad.Sc.	252		2540-2542	1961
17	F. DESVIGNES & M. ROBERT	C.R.Acad.Sc.	252		2693-2695	1961
18	H.DORMONT	Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée (communication personnelle)				
19	A.MARECHAL & M.FRANCON	Traité d'Optique Instrumentale, Tome 2 Revue d'Optique			Paris, 1960	

TABLE DES MATIERES

Page

Avertissement 1

Introduction 3

CHAPITRE I

1ère Partie . La jonction P-N dans l'obscurité

A. Théorie

1°) Rappel des principales relations de continuité dans un semiconducteur 7

2°) La jonction P-N dans l'obscurité 9

B. Etude Expérimentale

1°) Préparation des jonctions 17

2°) Construction d'un appareillage de mesure 18

3°) Etude de la caractéristique tension-courant en fonction de la température 25

2ème Partie . Effets photoélectriques

A. Théorie

1°) Courant photoélectrique 31

2°) Différence de potentiel en circuit ouvert 38

B. Etude Expérimentale

1°) Courant photoélectrique 40

2°) Tension de circuit ouvert 45

CHAPITRE II - Le phénomène d'accumulation 47

1ère Partie . La Photodiode isolée

A. Conditions d'Equilibre 48

B. Régime transitoire 52

Page

2ème Partie . La Photodiode polarisée négativement 53

1° cas $\mathcal{E}_\lambda = 0$ 53

2° cas $\mathcal{E}_\lambda \neq 0$ 54

- Calcul de la charge Q_o 56

- Recharge de la photodiode - temps maximal d'accumulation 57

Réponses du montage d'accumulation

a) Charge électrique accumulée 59

b) Différence de potentiel photoélectrique 60

c) Energie accumulée W_φ 65

3ème Partie . Etude Expérimentale 67

1) Fonctionnement du montage expérimental

a) Impulsions saturées 68

b) Impulsions non saturées 72

2) Mesures réalisées : oscillogrammes, leur dépouillement 73

CHAPITRE III

1ère Partie . Calcul théorique de la détectivité

1) Définition 79

2) Calcul de la détectivité d'une photodiode en germanium

A. Montage en courant continu 81

B. Montage par accumulation 82

3) Circuit d'utilisation de la photodiode . Résistance de charge 89

4) Calcul plus complet de l'influence d'un circuit d'utilisation . Rôle du tube amplificateur 92

Page

2ème Partie . Etude expérimentale 98

1) Augmentation du courant inverse d'obscurité 99

2) Emission secondaire 100

3) Résistance interne 101

4) Echauffement produit par la source d'électrons 102

5) Eclairage de la photodiode produit par la cathode 102

Conclusion 104

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

"Interaction photon-phonon. Considérations physiques".

Vu et approuvé :

Paris, le 29 Décembre 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE